

Zeitschrift für angewandte Physik einschließlich Nukleonik

UNTER BAND

MÄRZ 1957

HEFT 3

Die Messung der Strahlenstärke der Linie 1849 Å bei einer Quecksilberdampf-Niederdrucklampe

VON EUGEN SAUTER

Mit 4 Textabbildungen

(Eingegangen am 27. November 1956)

Aufgabenstellung

Es ist eine bekannte Tatsache, daß beim Betrieb Quecksilberdampflampen, die aus Quarzglas hergestellt sind, in Luft Ozon entsteht. Dieses Gas bildet bei der Strahlungseinwirkung mit Wellenlängen unter 2000 Å aus dem Luft-Sauerstoff. Bei den Entkeimungslampen (Quecksilberdampf-Niederdrucklampe) ist die Ozonbildung ausschließlich auf die Linie 1849 Å zurückzuführen. Für manche Anwendungszwecke dieser Lampen ist das entstehende Ozon nützlich, für andere dagegen nachteilig. Aus diesem Grunde ist außer der ozonbildenden Entkeimungslampe auch eine nichtozonbildende entwickelt worden. Das Spektrum der ozonbildenden Entkeimungslampe ist Abb. 1 ersichtlich [1]. Das der nichtozonbildenden Lampe unterscheidet sich lediglich dadurch, daß die Wellenlänge 1849 Å nicht oder nur in sehr geringem Maße emittiert wird. Die nichtozonbildende Lampe besteht aus einem Quarzglas hergestellt, dem in geringer Menge z. B. Titanoxyd beige mischt ist. Dieser Stoff absorbiert die Strahlung der Wellenlänge 1849 Å, während Strahlung der Wellenlänge 2537 Å fast ungeschwächt hindurch geht.

Da die Erfahrung gezeigt hat, daß auch geringste Mengen, wie sie von den nichtozonbildenden Entkeimungslampen mitunter erzeugt werden, für manche Zwecke nachteilig sind, ist sowohl für den Hersteller als auch für den Verbraucher von Wichtigkeit, über eine einfache Methode zur Messung der Strahlungsstärke der Wellenlänge 1849 Å zu verfügen. Über hinaus ist eine solche Meßmethode ferner für die Prüfung von Kunststoffen und sonstigen Materialien hinsichtlich ihrer Durchlässigkeit für Strahlung der Wellenlänge von Nutzen. Bisher wurden im wesentlichen folgende Verfahren angewandt:

1. Strahlungsmessung mit Doppelmonochromator. Bei der Messung von Strahlung der Wellenlänge 1849 Å mit Spektrographen müssen Vakuum-Spektrographen verwendet werden, da die Luft Strahlung dieser Wellenlänge stark absorbiert. Vakuum-Spektrographen stehen jedoch in vielen Laboratorien nicht zur Verfügung. Hinzu kommt die weitere Schwierigkeit, die Strahlungsstärke einer Entkeimungslampe bei 1849 Å gering ist, so daß mit verhältnismäßig großen Meßfehlern gerechnet werden muß.

2. Chemische Methode. Führt man an einer Entkeimungslampe, die koaxial z. B. in einem Glasrohr untergebracht ist, einen Luftstrom mit konstanter Fließgeschwindigkeit vorbei und bestimmt mittels der Jodid-Methode die innerhalb einer bestimmten Zeit erzeugte Menge Ozon, so kann diese als ungefähres Maß für die Strahlungsstärke bei der Wellenlänge 1849 Å angesehen werden. Dieses Verfahren hat den Nachteil, daß das

Meßergebnis nicht unabhängig ist von der Strahlungsstärke der UV-Lampe bei größeren Wellenlängen [2] und daher nicht als Meßmethode gewertet werden kann. Außerdem sind Ozonbestimmungen umständlich und zeitraubend.

Da beiden Methoden schwerwiegende Nachteile anhaften, wurde nach einer neuen Meßmethode gesucht.

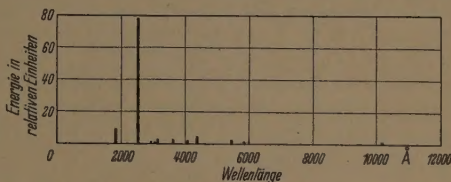


Abb. 1. Spektrale Energieverteilung einer ozonbildenden Entkeimungslampe.

Meßprinzip

Das Spektrum der ozonbildenden Entkeimungslampe ist ein Linienspektrum und setzt sich im wesentlichen aus Strahlung der Wellenlängen 1849 Å und 2537 Å zusammen. Alle übrige, von der Entkeimungslampe noch abgegebene Strahlung hat größere Wellenlängen (Abb. 1). Die Energie eines Quants für Strahlung der Wellenlänge $\lambda = 2537$ Å ist 4,9 eV, jene für $\lambda = 1849$ Å 6,7 eV. Es ist ferner bekannt, daß die Ionisierungsenergie von Wasserdampf 5,4 eV beträgt [3]. In Übereinstimmung hiermit ist die Feststellung, daß Strahlung mit Wellenlängen < 2000 Å (Quantenenergie $> 6,2$ eV) Wasserdampf zu ionisieren vermag [4]. Von der von einer Entkeimungslampe ausgehenden Strahlung kann nur die Linie 1849 Å zur Ionenbildung in Wasserdampf haltiger Luft führen¹. Dabei vollzieht sich u. a. folgender Vorgang [3]:



H_2O^+ ist in Dampf beständig. Wir sind somit in der Lage, Relativwerte für die Strahlungsstärke der Wellenlänge 1849 Å einer Quecksilberdampf-Niederdrucklampe auf dem Umweg über die Messung der Ionisierung von Wasserdampf oder wasserdampfhaltiger Luft durch diese Strahlung zu ermitteln. Ein einfacher Versuchsaufbau zur Durchführung solcher Strahlungsmessungen sei anhand der Abb. 2 kurz beschrieben.

Meßeinrichtung

Ein STARKE-SCHROEDER-Spannungsmesser befindet sich unter einer dicht mit der Tischfläche abschließen-

¹ Trockene Luft wird von Strahlung dieser Wellenlänge nicht ionisiert. Die Ozonbildung bei der Einwirkung von Strahlung der Wellenlänge 1849 Å auf Luft ist nicht auf eine Ionisierung, sondern auf eine Anregung der Sauerstoffmoleküle zurückzuführen [5].

den Plexiglashaube (Abb. 2). Ober- oder unterhalb des Plattensystems des Spannungsmessers ist durch das Plexiglasgehäuse ein für Ultraviolett-Strahlung undurchlässiges Rohr (Achse senkrecht zur Zeichenebene) hindurchgeführt. Sein Durchmesser ist so gewählt, daß die zu untersuchende Quecksilberdampf-Niederdruck-

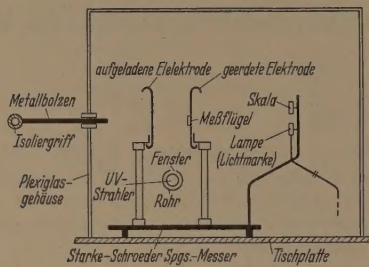


Abb. 2. Einrichtung zur Bestimmung der Strahlungsstärke von Entkeimungslampen bei der Wellenlänge 1849 Å.

lampe in das Innere des Rohres geschoben werden kann. Das Rohr weist in der Mitte eine Öffnung (Fenster) auf und ist in der Längsrichtung verschiebbar, so daß das Fenster aus dem Gehäuseinnern nach außen gerückt werden kann, ohne eine der Durchführungsöffnungen im Plexiglasgehäuse freizugeben. Die beiden Enden des Rohres weisen Stopfbuchsen auf, durch welche die zum Betrieb der UV-Lampe notwendigen elektrischen Anschlüsse hindurchgeführt sind. Ein Luftaustausch zwischen dem Gehäuseinnern und dem Außenraum ist also nicht möglich. Das Gehäuse

besitzt ferner eine Durchführung für einen in seiner Längsrichtung verschiebbaren Metallbolzen, dessen äußeres Ende mit einem aus gut isolierendem Material hergestellten Griff versehen ist. Der Metallbolzen dient zur Aufladung der ihm zugewandten Kondensatorplatte des STARKE-SCHROEDER-Spannungsmessers und kann so weit in Richtung des Meßinstruments verschoben werden, daß eine leitende Verbindung mit dieser Kondensatorelektrode hergestellt wird. Zur Aufladung der Elektrode ist ein kleiner

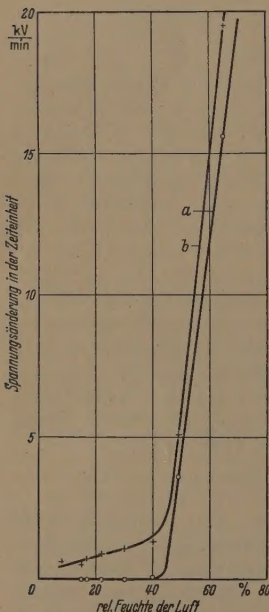


Abb. 3. Spannungsrückgang je Minute der aufgeladenen Elektrode eines STARKE-SCHROEDER-Spannungsmessers mit und ohne UV-Strahlung des Elektrodenraumes mit einer, die Wellenlänge 1849 Å emittierenden UV-Lampe bei verschiedenen Luftfeuchten.

Bandgenerator ausreichend. Die zweite, das Meßsystem tragende Kondensatorelektrode ist geerdet. — Im Innern des Plexiglasgehäuses befindet sich außerdem ein Luftfeuchte-Meßgerät. Ferner sind unter dem Plexiglasgehäuse Schalen aufgestellt, die z. B. mit Natriumhydroxyd-Lösung oder verdünnter Schwefelsäure gefüllt sind. Je nach Wahl der Konzentration dieser

Flüssigkeiten ist innerhalb des Plexiglasgehäuses eine in weiten Grenzen beliebig wählbare Luftfeuchte einstellbar. Der Zusammenhang zwischen der Konzentration des Trockenmittels und der sich einstellenden relativen Luftfeuchte ist aus der Literatur [6] bekannt.

Meßbedingungen

Zunächst mußte geklärt werden, welcher Luftfeuchtebereich für die Durchführung der Messungen in Frage kommt. Die Luftfeuchte im Gehäuse darf nicht so klein sein, daß bei der Strahleneinwirkung im Bereich des elektrischen Feldes des STARKE-SCHROEDER-Spannungsmessers eine merkliche Verarmung an Wasserdampf erfolgt. Eine Überschlagsrechnung zeigt, daß in dem durch die Kondensatorelektroden begrenzten Raum bei einer Luftfeuchte von 20% und bei aufgeladener Elektrode des Spannungsmessers (Spannung 20 kV, sie muß groß gewählt werden, damit möglichst alle Ionen auf die Kondensatorelektroden gelangen und die Rekombination der Ionen klein bleibt) etwa 10^9 mal soviel H_2O -Moleküle vorhanden sind, als Elementarladungen auf der Elektrode. Eine Änderung

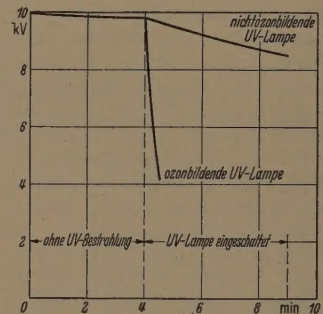


Abb. 4. Spannungsrückgang der aufgeladenen Elektrode eines STARKE-SCHROEDER-Spannungsmessers bei Bestrahlung des Elektrodenraumes mit einer ozonbildenden und einer nichtozonbildenden Entkeimungslampe der Firma Osram.

der Luftfeuchte innerhalb des Kondensatorraumes während der Strahleneinwirkung ist also nicht zu befürchten. Es sind somit zur Durchführung der Messungen in dem Plexiglasgehäuse Luftfeuchten selbst von Bruchteilen eines Prozents zulässig. Eine obere Grenze der Feuchtigkeit der Luft ergibt sich durch die bei hohen Luftfeuchten schlechtere Isolation der Calit-Säule, welche die aufgeladene Elektrode trägt. Messungen des zeitlichen Spannungsgefälles (Spannungsänderung in der Minute) bei konstanter Raumtemperatur (25° C) in Abhängigkeit von der Luftfeuchte in dem Gehäuse führen auf die in Abb. 3 dargestellte Kurve a. Die Ergebnisse zeigen, daß mit dieser Meßeinrichtung Strahlungsmessungen bei Luftfeuchten von höchstens 35% durchgeführt werden können. Bei größeren Luftfeuchten ist die Isolation des Calit-Stützers nicht ausreichend. Aus Kurve b der Abb. 3 ist das zeitliche Spannungsgefälle in Abhängigkeit von der Luftfeuchte bei eingeschalteter Quecksilberdampf-Niederdrucklampe (Lampenstrom 50 mA) zu entnehmen. Aus dem Kurvenverlauf im Bereich 0 bis 35% relative Luftfeuchte ist ersichtlich, daß das Spannungsgefälle proportional der relativen Luftfeuchte ist¹. Werden Messungen bei unterschiedlicher Temperatur ausgeführt,

¹ Die geringe Meßgenauigkeit des Haarhygrometers ist die Ursache, daß die rückwärtige Verlängerung der Kurve b nicht durch den Nullpunkt des Koordinatensystems geht.

ist zu beachten, daß das ermittelte zeitliche Spannungsgefälle der absoluten Feuchtigkeit der Luft verhältnismäßig ist. — Für die im folgenden beschriebene

Durchführung von Strahlungsmessungen

Wurde die relative Luftfeuchte zu 28% gewählt. Die Raumtemperatur betrug wieder 25° C. Beim Einrennen der zu messenden Entkeimungslampe im Innern des Rohres befand sich dessen Fenster außerhalb des Meßraumes. Während der Einbrennzeit (etwa 4 Minuten) kann die Kondensatorelektrode aufgeladen werden. Zur Kontrolle einwandfreier Isolation durch den Calitstützer wurde der Spannungsrückgang während einiger Minuten verfolgt. Abb. 4 zeigt, daß sich die Spannungsanzeige des STARKE-SCHROEDER-Spannungsmessers innerhalb 4 Minuten kaum geändert hat. Am Ende der vierten Minute wurde das Rohr mit der Entkeimungslampe schnell soweit in das Gehäuse eingeschoben, daß dessen Öffnung (Fenster) dem Meßraum gegenüberstand. Der Spannungsrückgang wurde, ohne die Ablesungen zu unterbrechen, weiterverfolgt. Bei der ozonbildenden Entkeimungslampe geht die am STARKE-SCHROEDER-Spannungsmesser abgelesene Spannung rasch zurück, bei der nichtozonbildenden Lampe dagegen nur sehr langsam. Das Spannungsgefälle (Steilheit der Kurve zu Beginn der fünften Minute) ist ein Maß für die Strahlungsstärke der Entkeimungslampe bei der Wellenlänge 1849 Å. Auch die nichtozonbildende Entkeimungslampe gibt, wenn auch wesentlich weniger als die ozonbildende Entkeimungslampe, Strahlungsenergie bei der Wellenlänge 1849 Å ab. Die Strahlungsstärke ist — wie sich aus dem Verhältnis der für die nichtozonbildende und ozonbildende Entkeimungslampe ermittelten Steilheit der Kurven ergibt — nur etwa ein Fünftel (20%) der der ozonbildenden Lampe.

Mit der beschriebenen Einrichtung kann ferner die Durchlässigkeit von Quarzgläsern oder Kunststoff-Folien für $\lambda = 1849$ Å festgestellt werden. Hierzu wird die Öffnung (Fenster) des Rohres mit der zu untersuchenden Folie abgedeckt und das Spannungsgefälle bei einer bestimmten Spannungsanzeige des STARKE-SCHROEDER-Spannungsmessers festgestellt. Auf dieselbe Weise wird nach der Entfernung der Folie bei gleicher Spannung das zeitliche Spannungsgefälle ermittelt. Das Verhältnis der erhaltenen Werte liefert die Durchlässigkeit der Folie für Strahlung der Wellenlänge $\lambda = 1849$ Å. Die Bestimmung der Durchlässigkeit für eine Folie mit Hilfe der vorstehend beschriebenen Meßeinrichtung liefert einen etwas zu kleinen Wert. Bei der Messung geht ein Teil der Strahlung

schräg durch die Folie hindurch. Auf dem längeren Weg wird die schräg durchfallende Strahlung stärker geschwächt als der senkrecht durch die Folie gehende Strahlungsanteil.

Zusammenfassung

Es wird ein einfaches Verfahren zur Messung der Strahlungsstärke von Entkeimungslampen (Hg-Dampf-Niederdruck-Lampen) bei der Wellenlänge $\lambda = 1849$ Å beschrieben. Es gründet sich auf die Tatsache, daß vom Spektrum einer Entkeimungslampe nur die Linie 1849 Å hinreichend große Quantenenergie (6,7 eV) besitzt, um Wasserdampf in der Luft zu ionisieren (5,4 eV). Strahlung der Wellenlänge 2537 Å, die zu rund 80% im Spektrum vertreten ist, kommt eine Quantenenergie von nur 4,9 eV zu und vermag somit zur Ionisierung des Wasserdampfes keinen Beitrag zu leisten. Die Ionenbildung in wasserdampfhaltiger Luft durch die Strahlung einer Entkeimungslampe ist somit bei konstanter absoluter Luftfeuchte ein relatives Maß für die Strahlungsstärke der Lampe bei der Wellenlänge 1849 Å.

Die Einrichtung zur Messung von Relativwerten der Strahlungsstärke von Entkeimungslampen bei der Wellenlänge $\lambda = 1849$ Å wird beschrieben und die Messung einer ozonbildenden und einer nichtozonbildenden Entkeimungslampe durchgeführt. Es ergibt sich, daß auch die nichtozonbildende Lampe in geringem Umfang Strahlung der Wellenlänge 1849 Å emittiert. Die Strahlungsstärke bei der genannten Wellenlänge beträgt etwa 4% des Werts, der sich für die ozonbildende Lampe ergibt.

Die Einrichtung ist darüber hinaus auch zur Messung der Durchlässigkeit von z. B. Kunststoff-Folien oder Spezialgläsern für Strahlung der Wellenlänge $\lambda = 1849$ Å verwendbar.

Für die freundliche Überlassung von Geräten und für die Zurverfügungstellung von Hilfskräften bei der Durchführung der Untersuchungen danke ich Herrn Dr. KASTEN vom Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke Aktiengesellschaft herzlich.

Literatur: [1] LOMPE, A.: Strahlungseigenschaften einer neuzeitlichen Entkeimungslampe, *Licht* 12, 55 [1942]. — [2] RIDEAL, E. K.: *Ozone* 24 (1920) London: Constable & Company LTD. — [3] FÜNFER, E. und H. NEVERT: *Zählrohre und Szintillationszähler* 212 (1954). Karlsruhe: G. Braun. — [4] EUGSTER, JAKOB: *Weltraumstrahlung* 76, (1954/1955) Fern u. Stuttgart: Hans Huber. — [5] KISTIAKOWSKY, G.: *Photochemical Processes* 221 (1928). The Chemical Catalog Company, Inc. New York. — [6] KOHLRAUSCH, F.: *Praktische Physik* Band 1, 65 (1955). — EBERT, H.: *Z. Instrumentenkunde* 50, 43 (1930) Berlin: Springer.

Dr. EUGEN SAUTER,
Technische Stammbteilung der Siemens-Schuckertwerke
Aktiengesellschaft, Erlangen.

Dielektrizitätskonstante von Bariumtitanat bei 10 GHz

VON HANS JÜRGEN SCHMITT

Mit 8 Textabbildungen

(Eingegangen am 17. November 1956)

Die ferroelektrischen Eigenschaften einiger Titanatverbindungen sind in den letzten Jahren häufig sowohl an polykristallinem Material wie an Einkristallen untersucht worden [1]. Bis zu Frequenzen von etwa 10^9 Hz wurden bei BaTiO_3 keine besonderen

Anomalien außer einem leichten Abfall der Dielektrizitätskonstante und des Verlustwinkels gegenüber den statisch gemessenen Werten gefunden. Messungen bei noch höheren Frequenzen sind bisher nur von POWLES u. a. [2] bekannt geworden und zeigten, daß

im Bereich der Zentimeterwellen eine starke Dispersion einsetzt und gleichzeitig die Absorption beträchtliche Werte annimmt. Diese Ergebnisse deuten darauf hin, daß der auf verschiedene Weise theoretisch bestimmte Wert der Relaxationsfrequenz von BaTiO_3 von 10^9 bis 10^{10} Hz in etwa richtig ist.

Es ist zu erwarten, daß diese Relaxationsfrequenz wegen der charakteristischen Kristallumwandlung von BaTiO_3 am Curiepunkt bei etwa 120° Cel. , und wegen der Abhängigkeit der Polarisierbarkeit von der angelegten Feldstärke, von der Temperatur und der Feldstärke eines von außen angelegten Gleichfeldes beeinflusst wird. Bei fester Meßfrequenz in der Umgebung der Relaxationsfrequenz wird daher die Dispersion gegenüber den statisch bestimmten Werten temperaturabhängig sein, und die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von der Feldstärke Abweichungen gegenüber dem Verhalten bei tiefen Frequenzen zeigen können.

Zur Untersuchung dieser Eigenschaften wurden bei einer Frequenz von 9400 MHz einige Messungen an polykristallinen Bariumtitanatproben industrieller Produktion¹ mit der Dichte $\rho = 5,4 \text{ g/cm}^3$ durchgeführt. Daneben wurden BaTiO_3 -Proben mit geringerem spezifischen Gewicht ($\rho = 4,6\text{--}5,0 \text{ g/cm}^3$) durch zweimaliges Sintern einer äquimolekularen Mischung von Ba(OH)_2 - und TiO_2 -Pulver bei verschiedenen Temperaturen hergestellt und untersucht. Zwischen den Sinterprozessen wurde das Pulver in verhältnismäßig groben Sieben (Din 60 und Din 100) ausgesiebt und der Probekörper mit ca. 7 t/cm^2 gepreßt.

Meßverfahren

Zur Bestimmung der komplexen Dielektrizitätskonstanten $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$, $\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \text{tg } \delta$ des Materials wurde der Betrag des Durchlaßfaktors d in Abhängigkeit von der Dicke l der Probe im Hohlleiter mit TE_{10} -Wellen gemessen. Sei a die Breite des Hohlleiters und λ die Wellenlänge, so folgt aus den Stetigkeitsbedingungen an den Grenzflächen der Probe für den Durchlaßfaktor [3]

$$d = \frac{4 \cos \varphi \cdot e^{j \frac{2\pi}{\lambda} \cdot l \cdot z}}{z \alpha^2 \left(e^{2j \frac{2\pi}{\lambda} l z} - \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^2 \right)} \quad (1)$$

mit den Abkürzungen

$$z = u - jx = \sqrt{\varepsilon' - j\varepsilon'' - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2} \quad \alpha = 1 + \frac{\cos \varphi}{z}$$

$$\cos \varphi = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2} \quad \beta = 1 - \frac{\cos \varphi}{z}$$

Das Quadrat des Betrages von d nimmt in Abhängigkeit von der Probendicke Extremwerte an, entsprechend der Phase, in der sich die an der vorderen und hinteren Grenzfläche reflektierten Wellen überlagern. Für die Probendicken maximalen und minimalen Durchlasses folgt aus (1)

$$\frac{\partial |d|^2}{\partial l} = \text{const} \left[x - \left(\frac{jz}{1 - \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^2 e^{-2jkz}} - \frac{j\bar{z}}{1 - \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^2 e^{2jk\bar{z}}} \right) \right] \quad (2)$$

¹ Keramischer Werkstoff „Vibrit“, Siemens-Schuckert Werke A. G. Porzellanfabrik Redwitz, Kreis Lichtenfels.

Gl. (2) läßt sich als implizite Funktion $F(\varepsilon, \text{tg } \delta, l, \lambda) = 0$ auffassen. Für nicht zu große Verluste genügt es, die erste Näherung zu betrachten

$$l_{\text{ext.}} = (l_{\text{ext.}})_{\text{tg } \delta = 0} + \left(\frac{\partial l}{\partial \text{tg } \delta} \right)_{\text{ext.}, \text{tg } \delta = 0} \cdot \text{tg } \delta \quad (3)$$

wobei nach den Regeln der impliziten Differentiation

$$\left(\frac{\partial l}{\partial \text{tg } \delta} \right)_{\text{ext.}} = - \frac{\frac{\partial F}{\partial \text{tg } \delta}}{\frac{\partial F}{\partial l}} \quad (4)$$

ist. Die Differentiation liefert unter der Voraussetzung $\varepsilon' \gg 1$ für maximalen Durchgang eine Probendicke

$$l_{\text{max}} = \frac{m\lambda}{4\sqrt{\varepsilon'}} - \frac{\lambda \cos \varphi}{\pi \varepsilon'} \cdot \text{tg } \delta \quad (m = 2; 4; 6; \dots) \quad (5)$$

und für minimalen Durchgang

$$l_{\text{min}} = \frac{m\lambda}{4\sqrt{\varepsilon'}} \quad (m = 1; 3; 5; \dots) \quad (6)$$

Gl. (5) und (6) geben den Zusammenhang zwischen den gemessenen Größen und dem Realteil der Dielektrizitätskonstanten des Materials.

Für genügend große Probendicken verschwindet die gegenseitige Beeinflussung der an den beiden Grenzflächen reflektierten Wellen. Der Durchlaßfaktor fällt mit weiter wachsender Probendicke gemäß einem Exponentialgesetz ab. Aus Gl. (1) folgt in diesem Fall

$$|d|^2 = \frac{16 \cos^2 \varphi}{u^2 + x^2} e^{-\frac{4\pi l}{\lambda} x} = \frac{16 \cos^2 \varphi}{\varepsilon' \sqrt{1 + \text{tg}^2 \delta}} \cdot e^{-\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon'} \sqrt{2(1 + \text{tg}^2 \delta - 1)}} \quad (7)$$

so daß bei bekanntem ε' die Messung der Absorption direkt den Verlustfaktor angibt.

Bei Materialien mit sehr kleinen Verlusten werden die für diese Messung erforderlichen Schichtdicken sehr groß. In diesem Fall läßt sich der Verlustfaktor einfacher durch Bestimmung des Wertes von $|d|^2$ in einem Maximum des Durchlasses angeben [2].

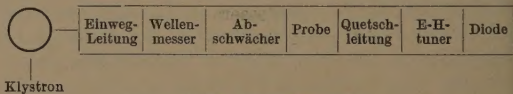


Abb. 1. Schema der Meßanordnung.

Das Schema der Meßanordnung ist in Abb. 1 dargestellt. Um den Einfluß störender Reflexionen längs der Leitung zu vermeiden, wurde vor der Probe ein Abschwächer mit sehr allmählichem Verlauf der absorbierenden Graphitfolie angebracht, während die Anpassung hinter der Probe mit einer Quetschleitung kontrolliert werden konnte. Erheblichen Einfluß auf die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse hat die genaue Einpassung des Probekörpers in die rechteckige Hohlleitung. Es erwies sich als notwendig, die Proben an den senkrecht zum elektrischen Feld stehenden Flächen mit einer Silberauflage zu versehen, um guten Kontakt zu sichern.

In Abb. 2 ist eine der gemessenen Kurven für den Durchlaßfaktor in Abhängigkeit von der Probendicke wiedergegeben. Die Genauigkeit der Hohlleitermessung wird auf besser als 10% geschätzt.

Zur Messung der Spannungsabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten wurde die Metallwand des Hohlleiters auf der einen Breitseite längs einer Strecke von mm unterbrochen und durch ein dielektrisches Material mit äußerst hoher D.K. ($\epsilon' = 1550$) und sehr großen Verlusten ersetzt¹. Eine kleine Durchbohrung gestattet die Zuleitung des einen Poles der statischen Spannung, während als zweite Elektrode der Hohlleiter dient (Abb. 3). Der Probekörper füllt bei diesen Messungen nur noch einen Teil des Hohlleiterquerschnittes aus, jedoch ist die Korrektur wegen der Konzentrierung des elektrischen Feldes der TE_{10} -Welle in der Mitte des Hohlleiters sehr gering. Die Messung des Durchlaßfaktors liefert in diesem Fall einen schein-

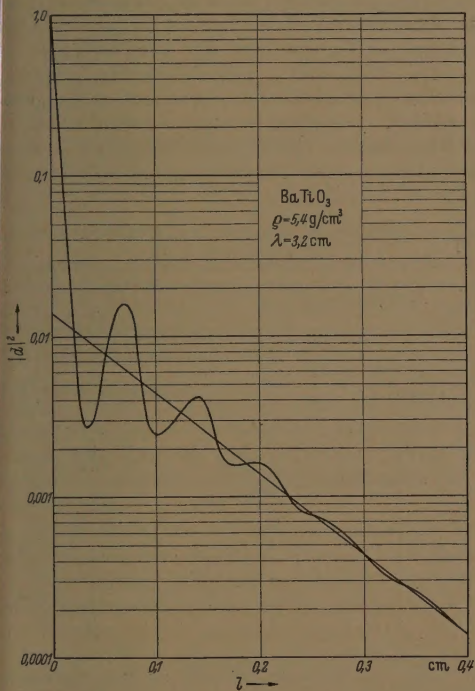


Abb. 2. Durchlaßfaktor von Bariumtitanat in Abhängigkeit von der Probendicke.

baren Wert der D.K. ϵ^* . Nach einer in [4] angegebenen Beziehung

$$\operatorname{tg} \frac{\pi(a-a')}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_R}\right)^2} = \operatorname{ctg} \frac{\pi a'}{\lambda} \sqrt{\epsilon - \left(\frac{\lambda}{\lambda_R}\right)^2} \quad (8)$$

mit

$$\lambda_R = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon^* - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}$$

berechnet sich aus ϵ^* die wirkliche Dielektrizitätskonstante ϵ des Materials. Gl. (8) läßt sich graphisch lösen, und Abb. 4 zeigt für verlustfreie Proben und $\lambda = 3,2$ cm das Verhältnis ϵ^*/ϵ über dem Füllfaktor a'/a . Der Verlauf der Kurven wurde für einige Werte von ϵ experimentell bestätigt. Für verhältnismäßig große Werte von ϵ und Füllfaktoren über 0,6 liegen die Abweichungen im Bereich der übrigen Fehlerquellen und brauchen nicht berücksichtigt zu werden.

¹ D 4000, Fa. Stettner & Co., Lauf bei Nürnberg.

Meßergebnisse

Nach Untersuchungen von KNIEPKAMP u. a. [5] hängen die elektrischen Eigenschaften von gesintertem Bariumtitanat in hohem Maße von den Herstellungsbedingungen, insbesondere von der Porosität des Materials ab. Bekannt ist, daß die D.K. in Abhängigkeit von der Sintertemperatur bei etwa 1400—1500° C ein Maximum durchläuft und mit kleiner werdender Korngröße des Ausgangsmaterials ansteigt. Beide Effekte lassen sich aus dem Einfluß der Kristallitgröße und der Porosität erklären [5].

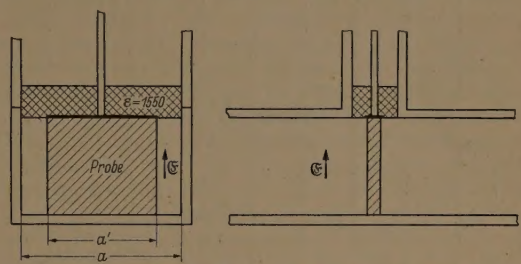


Abb. 3. Anordnung zur Messung der Spannungsabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten.

In der ersten Tabelle sind die Meßergebnisse an einer Reihe von $BaTiO_3$ -Proben verschiedener Her-

Tabelle 1. Dielektrizitätskonstante von $BaTiO_3$ bei 2 kHz und 9400 MHz.

T [° C]	Dauer [h]	Sieb	ρ [g/cm³]	f = 2 kHz		f = 9400 MHz	
				ϵ'	tg δ	ϵ'	tg δ
1150	3	60	4,5	300	0,14	173	0,37
1220	3	60	4,6	530	0,21	212	0,41
1300	3	60	4,8	580	0,06	320	0,37
1300	3	100	5,0	823	0,04	400	0,39
„Vibrit“			5,4	1060	0,02	560	0,22

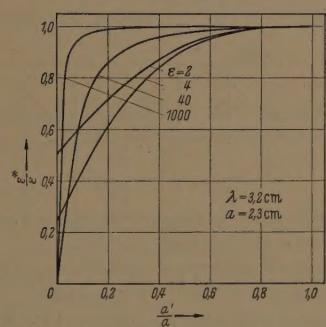


Abb. 4. Scheinbare Dielektrizitätskonstante ϵ^* eines Hohlleiters mit dielektrischem Mittelstück ϵ als Funktion der Stegbreite a' .

stellungsbedingungen angegeben. Die Ergebnisse zeigen hinsichtlich der Sintertemperatur und der Korngrößen den erwarteten Verlauf. Wie zu erwarten wächst ϵ' stetig mit steigender Dichte des Materials an. Bei der Probe mit niedrigster Sintertemperatur ist sicher eine ungenügende chemische Umsetzung für den abnorm kleinen Wert der D.K. mit verantwortlich. Interessant ist, daß das Verhältnis von $\epsilon'_{9400 \text{ MHz}}/\epsilon'_{2 \text{ kHz}}$ bei allen Proben ungefähr bei $1/2$ liegt und der Verlustfaktor bei der hohen Frequenz wesentlich größer ist, in Übereinstimmung mit der Annahme einer Relaxationsfrequenz in der Umgebung von 10^{10} Hz.

Die starke Temperaturabhängigkeit der elektrischen und mechanischen Eigenschaften von BaTiO_3 ist bedingt durch die kristallographische Umwandlung vom tetragonalen zum kubischen Gitter am Curiepunkt. Die Curietemperatur wird im allgemeinen für sehr reines Material mit 120°C angegeben, während bekannt ist, daß Verunreinigungen (vor allem SrTiO_3) den Curiepunkt zu niedrigeren Temperaturen verschieben und eine Einlagerung von PbTiO_3 die Curietemperatur erhöht.

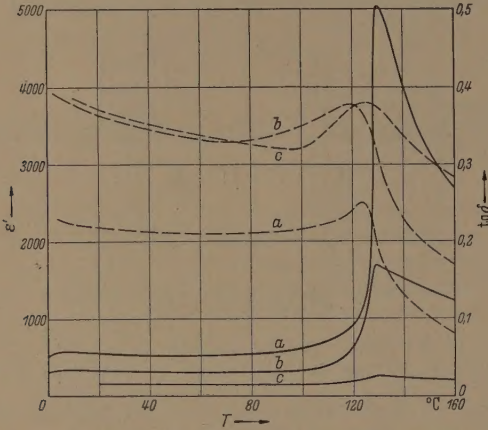


Abb. 5. Dielektrizitätskonstante ϵ' (—) und Verlustfaktor $\text{tg } \delta$ (---) von BaTiO_3 in Abhängigkeit von der Temperatur. — a) $\rho = 5,4 \text{ g/cm}^3$; b) $\rho = 4,8 \text{ g/cm}^3$; c) $\rho = 4,5 \text{ g/cm}^3$.

In Abb. 5 ist der bei 9400 MHz gemessene Verlauf der D.K. und des Verlustfaktors von drei BaTiO_3 -Proben in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen. Verbunden mit der Kristallumbildung ist ein steiles Anwachsen der Dielektrizitätskonstante und ein entsprechender Abfall der elektrischen Verluste in der Umgebung von 120°C . Dieses Ergebnis stimmt

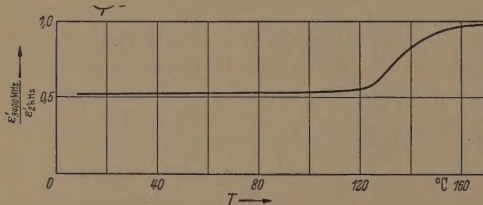


Abb. 6. Dispersion von Bariumtitanat zwischen 2 kHz und 9400 MHz in Abhängigkeit von der Temperatur. ($\rho = 5,4 \text{ g/cm}^3$).

qualitativ mit analogen Messungen bei tiefen Frequenzen überein. Erstaunlich groß ist der Einfluß der Herstellungsbedingungen auf den Wert der D.K. am Curiepunkt: bei der leichtesten Probe ($\rho = 4,5 \text{ g/cm}^3$) ist nur gerade eine Andeutung des Curiepunktes zu beobachten, während bei der dichtesten Probe ($\rho = 5,4 \text{ g/cm}^3$) der Wert von ϵ' auf einige Tausend anwächst. Dieses Material hat im übrigen geringe Zusätze von Pb. Der Curiepunkt liegt bei 127° . Bei 5°C deutet sich im Gegensatz zu den Beobachtungen von POWLES [2] der zweite Umwandlungspunkt von der tetragonalen in die orthorhombische Form im Verlauf der D.K. durch einen schwachen Knick an.

Der erhebliche Abfall der dielektrischen Verluste und die hohe Dielektrizitätskonstante am Curiepunkt lassen erkennen, daß sich oberhalb der Curietempera-

tur der Relaxationsbereich verschoben hat und die Meßfrequenz hier unterhalb der Relaxationsfrequenz liegt. Abb. 6 zeigt den Dispersionssprung $\epsilon'_{9400 \text{ MHz}}/\epsilon'_{2 \text{ kHz}}$ in Abhängigkeit von der Temperatur für eine der Bariumtitanatproben. Oberhalb der Curietemperatur verschwindet die Dispersion mit zunehmender Temperatur entsprechend einer Verlagerung des Relaxationsbereiches zu höheren Frequenzen. Die Meßwerte für 2 kHz wurden in einer üblichen Brückenanordnung gewonnen.

Durch Einlagerung von SrTiO_3 kann der Curiepunkt in den Bereich der Zimmertemperatur verschoben werden [1]. Diese Tatsache ist von erheblicher Bedeutung für die Herstellung von keramischen Werkstoffen mit hohem ϵ für Kondensatoren. Gleichzeitig liefert dieses Verfahren wegen der beträchtlichen Abnahme der Verluste und des Verschwindens der Dispersion oberhalb T_{Curie} die Möglichkeit, derartige Materialien bis hinauf in das Zentimeterwellengebiet anzuwenden. Für zwei keramische Materialien aus einer Mischung von BaTiO_3 und bestimmten Zusätzen sind die Meßwerte für Zimmertemperatur in Tabelle 2 angegeben¹.

Tabelle 2. Dielektrizitätskonstante von Mischkeramiken bei 2 kHz und 9400 MHz.

Werkstoff	Zusammensetzung	T_C [$^\circ\text{C}$]	2 kHz		9400 MHz	
			ϵ'	$\text{tg } \delta$	ϵ'	$\text{tg } \delta$
D 2500	$\text{BaTiO}_3 + \text{SrTiO}_3$	35–40°	2000	0,016	1600	0,22
D 4000	BaTiO_3 und Zirkonate		3400	0,023	1550	0,57

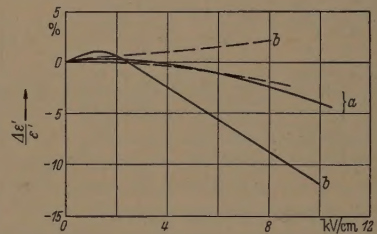


Abb. 7. Einfluß eines überlagerten Gleichfeldes auf die Dielektrizitätskonstante von BaTiO_3 bei $f = 2 \text{ kHz}$ (—) und $f = 9400 \text{ MHz}$ (---). a) $\rho = 5,4 \text{ g/cm}^3$; b) $\rho = 5,0 \text{ g/cm}^3$.

Nach einer Theorie von MASON und MATTHIAS ist die Lage der Relaxationsfrequenz eine Funktion der Potentialschwelle, die beim Übergang des zentralen Ti-Ions innerhalb des O_6 -Oktaeders aus einer exzentrischen Lage in die dazu symmetrische Lage überwunden werden muß. Insgesamt existieren im BaTiO_3 -Gitter 6 Potentialmulden, die einer um 0,1 Å aus der Mitte des Oktaeders in Richtung auf eines der 6 Sauerstoffionen verschobenen Lage des Ti-Ions entsprechen. Legt man an die BaTiO_3 -Probe ein starkes Gleichfeld an, so werden die Potentialmulden in ihrer Tiefe verändert. Es ist daher anzunehmen, daß auch durch eine starke Gleichspannungsvorpolarisation die Relaxationsfrequenz verschoben werden kann.

Der Einfluß eines überlagerten Gleichfeldes auf die Dielektrizitätskonstante ist bei tiefen Frequenzen häufig untersucht worden (z. B. [6]). Für Frequenzen über 10^7 Hz sind dagegen bisher keine Untersuchungen bekannt. Es ist jedoch auch hier anzunehmen, daß der Einfluß der Vorpolarisation wesentlich von den

¹ Fa. Stettner & Co., Lauf bei Nürnberg.

erstellungsbedingungen der Probekörper abhängt. Für zwei verschiedene BaTiO₃-Proben ($\rho = 5,0$ und $= 5,4 \text{ g/cm}^3$) sind in Abb. 7 die Meßergebnisse in Form der relativen Abweichung $\Delta\epsilon'/\epsilon'$ der D.K. bei Raumtemperatur über der angelegten Gleichspannung für $f = 2 \text{ kHz}$ und $f = 9400 \text{ MHz}$ dargestellt. Während die eine Probe (Abb. 7a; mit $\rho = 5,4 \text{ g/cm}^3$) schon bei tiefen Frequenzen nur eine sehr geringe Spannungsabhängigkeit der D.K. aufweist, sinkt für

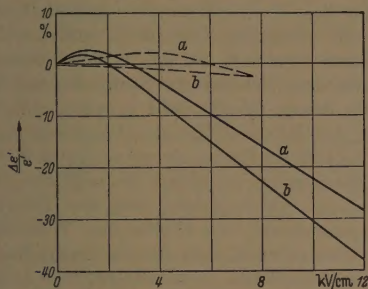


Abb. 8. Einfluß eines überlagerten Gleichfeldes auf die Dielektrizitätskonstante von Mischkeramiken bei $f = 2 \text{ kHz}$ (—) und $f = 9400 \text{ MHz}$ (---) a) D 2500; b) D 4000.

$= 2 \text{ kHz}$ ϵ' bei der anderen Probe nach Durchlaufen eines flachen Maximums rasch mit wachsender Feldstärke ab, in Übereinstimmung mit ähnlichen Messungen von v. HIPPEL [6]. Bei 9400 MHz findet man bei dieser Probe (Abb. 7b) dagegen bis zu den höchsten angewandten Feldstärken von 7 kV/cm einen zwar geringen, aber stetigen Anstieg der Dielektrizitätskonstante. Dieses Verhalten entspricht einer Verminderung des Dispersionssprunges und deutet darauf hin, daß der Relaxationsbereich bei überlagertem Gleichfeld zu höheren Frequenzen hin verschoben wird.

Ein ganz ähnliches Verhalten zeigen die beiden in Tabelle 2 angeführten Mischkeramiken (Abb. 8).

Von gewissem praktischen Interesse, insbesondere zur Modulation von Mikrowellen, wäre ein Material,

das auch im Gebiet der Zentimeterwellen noch eine größere Spannungsabhängigkeit der D.K. zeigen würde. Nach den in Abb. 7 und 8 dargestellten Ergebnissen und wegen der großen inneren Verluste ist Bariumtitanat für diese Anwendungen jedoch nicht geeignet.

Zusammenfassung

In einer Hohlleiteranordnung wird bei einer Frequenz von 9400 MHz durch Messung des Durchlaßfaktors in Abhängigkeit von der Dicke der Probe die Dielektrizitätskonstante von BaTiO₃ als Funktion der Temperatur und der Stärke eines überlagerten Gleichfeldes bestimmt. Für verschiedene Herstellungsbedingungen der Probekörper ergeben sich Werte der D.K. zwischen 173 und 560, während der Verlustfaktor zwischen 0,2 und 0,4 liegt. Das Verhältnis dieser beiden Werte zu den bei 2 kHz bestimmten Werten bestätigt die Annahme einer Relaxationsfrequenz bei 10^{10} Hz . In Abhängigkeit von der Temperatur zeigt sich bei 120° C ein scharfes Maximum der D.K. Oberhalb der Curietemperatur verschwindet der Dispersionssprung zwischen 2 kHz und 9400 MHz. Die Abhängigkeit der D.K. von einem überlagerten Gleichfeld ist kleiner als für Niederfrequenz und deutet auf eine Verschiebung des Relaxationsbereiches bei Anlegen eines Gleichfeldes zu höheren Frequenzen hin.

Herrn Prof. Dr. E. MEYER danke ich für die großzügige Unterstützung der Arbeit und zahlreiche Anregungen.

Literatur: [1] SACHSE, H.: „Ferroelektrika“ Springer-Verlag, Berlin, 1956. — [2] POWLES, J. G. u. W. JACKSON: *Journal IEE*, **96**, 383 (1949). — [3] MONTGOMERY, C. G.: *Rad. Lab. Ser. 11*, McGraw-Hill Book Comp., New York 1947. — [4] MONTGOMERY, C. G., R. H. DICKE u. E. M. PURCELL: *Rad. Lab. Ser. 8*, McGraw-Hill Book Comp., New York 1948. — [5] KNIEPKAMP, H. u. W. HEYWANG: *Z. angew. Phys.*, **6**, 385 (1954). — [6] v. HIPPEL, A.: *Rev. mod. Phys.*, **22**, 221 (1950).

Dr. HANS JÜRGEN SCHMITT,

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen.

Ein durch vorerregte Dynamobleche magnetisch abgeschirmter Meßraum*

Von W. ALBACH und G. A. VOSS

Mit 5 Textabbildungen

(Eingegangen am 8. November 1956)

1. Einleitung

Magnetische Feinmessungen, z. B. Nachwirkungsuntersuchungen oder die Justierung von geomagnetischen Instrumenten, werden in der Nähe von elektrischen Bahnen und Industriebetrieben durch deren zeitlich stark schwankende Magnetfelder sehr erschwert. Es entstand daher der Wunsch, für solche Zwecke einen magnetisch störungsfreien Meßraum von etwa 1 m^3 Inhalt zu schaffen.

Eine Abschirmung erschien im Hinblick auf Störanfälligkeit und Aufwand unter den gegebenen Möglichkeiten am günstigsten. Hierfür ist bei Störfeldern¹

normaler Größe ein Material mit möglichst hoher Anfangspermeabilität erforderlich. Da Mu-Metall oder ähnliche hochpermeable Legierungen für den Bau eines abgeschirmten Raumes der geforderten Größe kostspielig sind und zudem die mechanische Verarbeitung großen Aufwand voraussetzt, wurde versucht, durch eine geeignete Vormagnetisierung die Anfangspermeabilität handelsüblicher Dynamobleche so zu steigern, daß mit ihnen eine wirksame Abschirmung erreicht werden konnte.

2. Permeabilitätserhöhung durch Vormagnetisieren

Von den verschiedenen Möglichkeiten der Vormagnetisierung scheidet die Gleichstromvormagnetisierung von vornherein aus, da man mit ihr die Permeabilität nicht wesentlich erhöhen und die Remanenz des Materials nicht beseitigen kann. Letzteres ist wichtig, da sonst Störfelder nach ihrem Verschwinden Pole im Abschirmblech zurücklassen, die ihrerseits Störfelder in entgegengesetzter Richtung vortäuschen.

* Amtliche Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt.

¹ Störfelder übersteigen selten die Größe von 1 A/cm . Im Institut Berlin der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt schwankt beispielsweise die Vertikal-Komponente des magnetischen Feldvektors tagsüber um etwa $\pm 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ A/cm}$. MEISSNER und DOLL [2] geben für ein Hochschulinstitut in München Schwankungen von $2 \cdot 10^{-3} \text{ A/cm}$ der Horizontal-Komponente an.

Man könnte dagegen die sog. „ideale Magnetisierung“, d. h. die Überlagerung eines auf ein Ferromagnetikum wirkenden Gleichfeldes H_{gl} durch ein Wechselfeld H_w , dessen Amplitude von der Sättigung kommend stetig abnimmt, benutzen. Hierbei muß

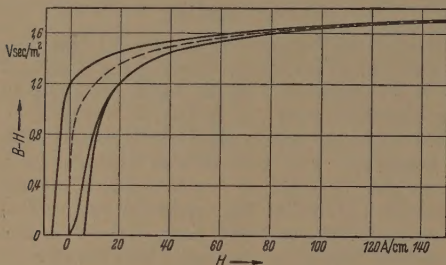


Abb. 1. ——— Kommutierungskurve und - - - - - „Ideale Magnetisierungskurve“ eines ferromagnetischen Materials.

$\Delta H_w < H_{gl}$ sein, wenn ΔH_w die Differenz zweier aufeinanderfolgender Wechselfeldamplituden bedeutet (GÜMLICH u. STEINHAUS [1]). Eine solche Idealisierung erhöht, wie Abb. 1 zeigt, die Anfangspermeabilität des betreffenden Ferromagnetikums erheblich. Der schon von GÜMLICH u. STEINHAUS ausgesprochene Gedanke, hierdurch magnetische Schirmhüllen zu verbessern,

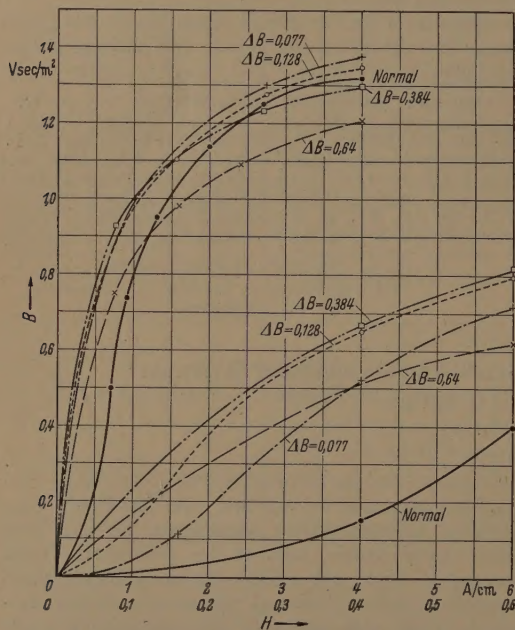


Abb. 2. Einfluß überlagelter Wechselinduktionen ΔB [Vs/m²] auf die Kommutierungskurve von Transformatorblech (nach SPOONER).

läßt sich jedoch schwer realisieren, wenn man nicht statische, sondern zeitlich stark veränderliche Störfelder abschirmen muß; denn der Idealisierungsprozeß müßte ständig wiederholt werden, und zwar in einer Zeit, die klein ist gegenüber jener, in der sich das äußere Störfeld merklich ändert. So würden in Verbindung mit der oben erwähnten Amplitudenbedingung sehr hohe Frequenzen für das die Schirmhülle idealisierende Wechselfeld notwendig sein. Für den vorliegenden Fall wurde diese Möglichkeit nicht weiter verfolgt.

Man kann jedoch die Gleichfeldpermeabilität eines magnetischen Materials auch durch Wechselfelder konstanter Amplitude erhöhen, allerdings in geringerem Maße. Die Frequenz des Wechselfeldes braucht dabei nur so hoch zu sein, daß sich während einer Periode das äußere Störfeld nicht wesentlich ändert.

Die Verhältnisse bei der Überlagerung zweier Magnetisierungsarten sind verschiedentlich untersucht worden. Insbesondere hat SPOONER [3] die Permeabilitätserhöhung bei Wechselstromvormagnetisierung in bezug auf ein statisches Gleichfeld ausführlich behandelt. Nach SPOONER ist die Gleichfeldmagnetisierungskurve eines Ferromagnetikums bei der Überlagerung mit einem Wechselfeld gegeben durch die Verbindung der Mittelpunkte der Wechselfeldhysteresisschleifen. Abb. 2 zeigt bei einem mit einem Wechselfeld vormagnetisierten Ringkern die mittlere Gleichfeldinduktion in Abhängigkeit von der Gleichfeldstärke; Parameter ist die überlagerte Wechselfeldinduktion. Man erkennt, daß die Gleichfeld-Magnetisierungskurve linearisiert, insbesondere die Anfangspermeabilität wesentlich gesteigert wird und daß es zur Erzielung optimaler Werte eine günstigste Vormagnetisierungsamplitude gibt (im Falle der Abb. 2 $\Delta B = 0,384$ Vs/m²).

In eigenen Vorversuchen konnten die Ergebnisse grundsätzlich bestätigt und durch Wechselvormagnetisierung von Dynamoblech eine zwischen 50 und 400 Hz weitgehend frequenzunabhängige Steigerung der relativen Anfangspermeabilität von etwa 800 auf 7000 erreicht werden.

3. Berechnung und Aufbau der Abschirmung

Für den vorgesehenen Zweck genügt die Abschirmung von zwei Komponenten des äußeren Störfeldes. Deshalb wurden die Abschirmbleche in Zylinderform angeordnet. Als Material diente Transformatorblech der Sorte III; 2,3.

Die Berechnung ergibt für den Schirmfaktor S eines unendlich langen Eisenzylinders gegenüber einem homogenen magnetischen Feld ($S = \Delta H_a / \Delta H_i = \Delta$ Änderung der Feldstärke im Außenraum zu Änderung im Innenraum)

$$S = 1 + \frac{\mu \cdot d}{\mu_0 \cdot 2 \cdot R} \quad (1)$$

(z. B. DURAND [4]), wobei μ die Permeabilität des Eisenbleches, μ_0 die des leeren Raumes ($\mu \gg \mu_0$), d die Wandstärke des Zylinders und R sein Radius ($d \ll R$) ist.

Überträgt man die obigen Voraussetzungen auf die von DURAND für zwei koaxiale Zylinder (Radien R_1 und R_2 , dabei $R_1 < R_2$) angegebene Formel, so erhält man:

$$S_{1,2} = S_1 \cdot S_2 - \frac{1}{4} \left(\frac{\mu}{\mu_0} \right)^2 \cdot \frac{d_1 \cdot d_2 \cdot R_1}{R_2^2} \quad (2)$$

Nach einer Übersichtsrechnung folgt aus Gleichung (1) und (2), daß es bei gegebener Materialmenge günstiger ist, das Eisenblech auf zwei Zylinder aufzuteilen, als auf einen zu konzentrieren.

Verteilt man eine gegebene Materialmenge nicht auf zwei, sondern auf drei Zylinder (der Radius des innersten sei wieder vorgegeben), wird der erreichbare Schirmfaktor noch größer. — Die Berechnung des allgemeinen Ausdrucks für diesen Fall erfordert verhältnismäßig großen Aufwand, doch sind hinreichende

abschätzungen möglich. Weitere Teilungen in mehr als drei Zylinder bringen jedoch keine lohnende Verbesserung mehr¹.

Bei Zylindern endlicher Länge hat man gegenüber unendlich langen mit einem Ansteigen des restlichen Innenfeldes zu rechnen. Nach Vorversuchen beträgt dieser Anstieg in der Mitte der Anordnung etwa 10%, wenn die Zylinderlänge gleich dem Durchmesser wird. Für die endgültige Berechnung des abschirmenden Systems wurden der Radius des innersten Zylinders und die Materialmenge vorgegeben und daraus die günstigsten Werte für die Radien und Wandstärken von drei konzentrischen Zylindern ermittelt.

Tabelle 1

Zylinder Nr.	Radius	Wandstärke*)	Länge
I	$R_1 = 60$ cm	0,315 cm	150 cm
II	$R_2 = 95,0$ cm	0,100 cm	200 cm
III	$R_3 = 150,0$ cm	0,050 cm	300 cm

*) Aus einzelnen Transformatorenblechtafeln zusammengesetzt.

Mit Rücksicht auf die handelsübliche Größe der Blechtafeln wurden diese Werte noch geringfügig abgeändert und sodann eine Anordnung aus einzelnen Transformatorenblechtafeln aufgebaut, deren Abmessungen in Tabelle 1 verzeichnet sind. Zur Erzeugung des zirkularen Vormagnetisierungsfeldes in jedem der drei Zylinder diente je eine Magnetisierungswicklung aus handelsüblichem isoliertem Kupferdraht, die mit 50 Hz-Wechselstrom gespeist wurde. Eine Skizze der Meßkammer zeigt Abb. 3.

Nimmt man für die relative Permeabilität μ/μ_0 der vormagnetisierten Bleche etwa 7000 an, so war bei der gewählten Anordnung aus 3 Zylindern nach einer vereinfachten Näherung ein Schirmfaktor $S = 122$ zu erwarten, während eine Aufteilung des Materials auf zwei oder einen Zylinder gleicher Materialmenge nur Werte von $S = 110$ bzw. 40,5 ergeben hätte.

4. Messung des Schirmfaktors

Der Schirmfaktor der oben beschriebenen Anordnung gegenüber äußeren magnetischen Störfeldern wurde experimentell auf zwei Arten ermittelt.

a) Ein möglichst homogenes künstliches Störfeld wurde mittels großer Stromschleifen erzeugt und mit einem Eisenkern-Magnetometer (Oerstedtmeter) in Kompensationsschaltung am gleichen Ort ohne und mit herumgebauter Abschirmung gemessen. Der Vollständigkeit halber wurden außerdem die Schirmfaktoren der einzelnen Zylinder bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2 verzeichnet.

Tabelle 2. Vergleich künstlich erzeugter Störfelder mit und ohne Abschirmung

Zylinder Nr.	Schirmfaktor gemessen	Schirmfaktor errechnet
I	16,14	17,4
II	4,14	4,2
III	1,86	1,96
II + III	7,4	7,75
I + II + III	104	122

Die gemessenen Schirmfaktoren liegen etwas unter den errechneten, jedoch ist zu berücksichtigen, daß der Wert $\mu_r = 7000$ nur annähernd richtig ist und

¹ Vgl. in diesem Zusammenhang auch die Rechnung von STERNE [5] und die Näherung von WALKER [6].

durch unvermeidliche Luftspalte (Überlappungen der Bleche) noch vermindert sein kann.

b) Die laufenden Schwankungen der Vertikalkomponente des magnetischen Feldvektors wurden mit je einer SCHMIDTSchen Feldwaage gleichzeitig innerhalb und außerhalb des Meßraumes beobachtet und regi-

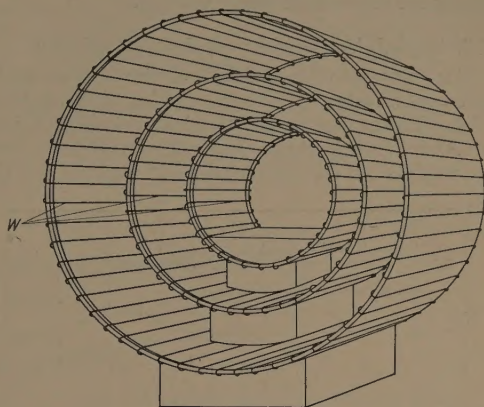


Abb. 3. Aufbau der Meßkammer; W: Magnetisierungswicklung. 1 m.

striert. Im Institutsgebäude betragen, wie oben angegeben, die mittleren Schwankungen ohne Abschirmung am Tage etwa $\pm 2,5 \cdot 10^{-3}$ A/cm. Innerhalb des Meßraumes geht dieser Wert auf etwa $\pm 2,5 \cdot 10^{-5}$ A/cm zurück; der Schirmfaktor stimmt also praktisch mit dem nach Methode a) erhaltenen überein.

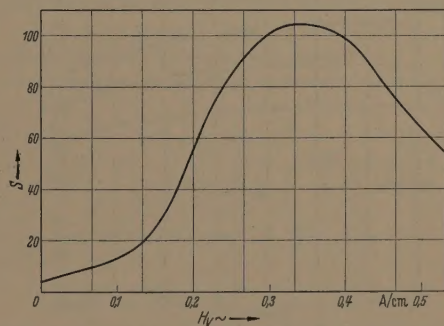


Abb. 4. Schirmfaktor der Anordnung in Abhängigkeit von der 50-Hz-Vormagnetisierungsfeldstärke.

5. Abhängigkeit des Schirmfaktors vom Vormagnetisierungsfeld

Im Abschnitt 2 wurde bereits erwähnt, daß es in bezug auf die Permeabilität eine optimale Vormagnetisierungsfeldstärke gibt. Das gilt natürlich entsprechend für den Schirmfaktor S . Abb. 4 zeigt den gemessenen Zusammenhang. Diese Kurve ergibt sich, wenn bei jeweils konstantem Vormagnetisierungsstrom das äußere Störfeld ein- und ausgeschaltet und so der Schirmfaktor bestimmt wird. Ändert man dagegen bei konstantem äußerem Feld die Vormagnetisierungsfeldstärke, so kann aus der Kurve Abb. 4 nicht auf die entsprechende Änderung des Innenfeldes geschlossen werden, weil in diesem Fall Vorgänge ähnlich der „Idealen Magnetisierung“ (s. o.) eintreten. Selbst bei optimalem Vormagnetisierungsfeld bewirken kleine Schwankungen dieses Feldes in Verbindung mit dem

äußeren konstanten Erdfeldanteil Änderungen des Innenfeldes. Um diese Schwankungen kleiner als 10^{-5} A/cm zu halten, ist es notwendig, den Vormagnetisierungsstrom auf 0,3% zu stabilisieren.

Aus der Abb. 4 ist weiterhin zu entnehmen, daß der Schirmfaktor um das 25fache gegenüber der nicht-vormagnetisierten Schirmung ansteigt.

6. Einfluß des Störfeldes auf den Schirmfaktor

Der gemessene Schirmfaktor erwies sich als praktisch unabhängig von der Größe des äußeren Störfeldes. Dieses wurde im Bereich zwischen 1 und 10^{-3} A/cm (entsprechend kleinstem meßbarem ΔH_i von weniger als 10^{-5} A/cm) geprüft und ist auf die

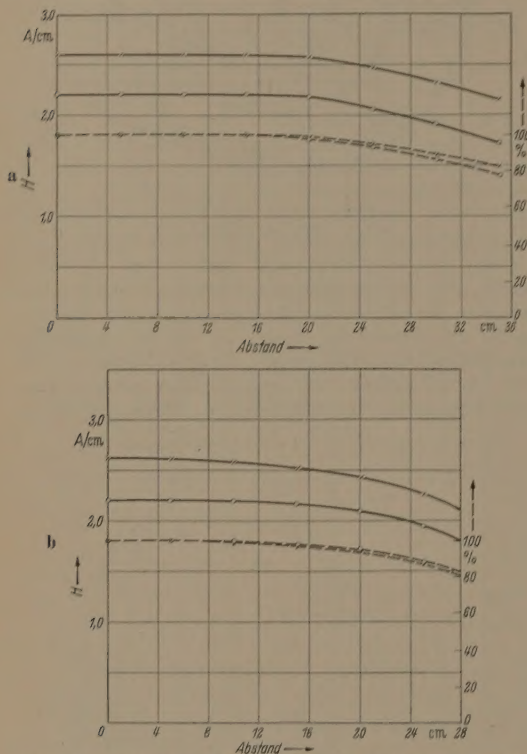


Abb. 5. Feldverteilung des Helmholtzrahmens von der Mitte aus: a) auf der Spulenachse; b) senkrecht zur Spulenachse und zur Zylinderachse. — x — x — innerhalb; — o — o — außerhalb des geschirmten Meßraumes; — — — in Relativwerten.

bereits erwähnte Linearisierung der Magnetisierungskurve des Abschirmmaterials im Anfangsbereich durch die Vormagnetisierung zurückzuführen. Bei wesentlich größeren Störfeldern muß wegen der dann eintretenden Sättigung des Schirmwerkstoffes mit einer Abnahme des Schirmfaktors gerechnet werden.

7. Zeitverhalten

Die oben genannten Schirmfaktoren S beziehen sich stets auf die momentane Änderung des Innenfeldes beim Einschalten eines äußeren Störfeldes. Ließ man das äußere Störfeld längere Zeit einwirken, so konnte man eine Abnahme des entsprechenden Innenfeldes noch etwa 5 Minuten lang beobachten. Dann hatte der Schirmfaktor ungefähr den doppelten Anfangswert erreicht. Diese Erscheinung bedarf noch

einer eingehenderen Untersuchung. Vorerst muß angenommen werden, daß es sich hierbei um magnetische Nachwirkungserscheinungen handelt, die sich in dieser besonderen Anordnung verstärkt bemerkbar machen (z. B. geht die Permeabilität in höherer Potenz in den Schirmfaktor ein).

8. Wechselstreufelder im Meßraum

Durch die Art der Vormagnetisierung ist es bedingt, daß im Innern des Meßraumes magnetische Wechselfelder von größenordnungsmäßig 0,03 A/cm auftreten. Diese Wechselfelder entstehen einmal durch die unvermeidbaren Inhomogenitäten der Eisenzylinder (Nieten, Überlappungen der einzelnen Bleche), zum anderen durch die mit der doppelten Frequenz des Vormagnetisierungsstromes schwankende Permeabilität des Schirmwerkstoffes in Verbindung mit dem konstanten Anteil des äußeren Gleichfeldes. Da diese Wechselfelder jedoch für den beabsichtigten Verwendungszweck des Meßraumes ohne störenden Einfluß waren, wurde auf besondere Maßnahmen verzichtet.

9. Künstliche Meßfelder innerhalb des Meßraumes

Durch die beschriebene Anordnung werden nicht nur Störfelder, sondern auch der konstante Erdfeldanteil abgeschirmt.

Will man zu Meßzwecken definierte Magnetfelder mit Spulen im Meßraum erzeugen, so ist mit einer Rückwirkung der Schirmhülle auf das Spulenfeld zu rechnen. Am Beispiel eines HELMHOLTZrahmens von 0,8 m Durchmesser wurde bei einer Feldstärke von 0,5 A/cm diese Rückwirkung untersucht. Abb. 5a u. b zeigen den Feldverlauf des HELMHOLTZfeldes, wenn dieses einmal außerhalb und einmal innerhalb des Meßraumes aufgestellt war. Die Achsenrichtung des HELMHOLTZfeldes steht dabei innerhalb der Zylinder senkrecht auf deren Achse. Diese Anordnung wurde gewählt, weil die an ihren Enden offenen Zylinder im wesentlichen nur in den beiden Komponenten senkrecht zu ihrer Achsenrichtung abschirmen, die Meßfelder also zwangsläufig auch in diesen beiden Komponenten liegen müssen. — Wie aus der Abbildung zu sehen ist, wurde die Feldverteilung des HELMHOLTZrahmens nur unwesentlich geändert, doch ist der Betrag der Feldstärke bei gleichem Erregerstrom, d. h. die Spulenkonstante des Rahmens, wegen des besseren Rückschlusses um ca. 18% größer. — Beachtenswert ist, daß trotzdem die Abhängigkeit zwischen Strom und Feldstärke linear bleibt. Dieses ist ebenfalls auf die durch die Vormagnetisierung in einem gewissen Bereich feldunabhängige Permeabilität des Abschirmwerkstoffes zurückzuführen.

10. Zusammenfassung

Es wird eine einfache und betriebssichere Anordnung zur Abschirmung magnetischer Störfelder, wie sie normalerweise in der Nähe von Industriebetrieben und elektrischen Bahnen auftreten, beschrieben. Die praktische Ausführung besteht aus drei aus Transformatorenblech zusammengesetzten konzentrischen Zylindern mit Durchmessern von 120, 190 und 300 cm und Wandstärken von 3,15; 1,0 und 0,5 mm. Die Längen sind etwa gleich den jeweiligen Durchmessern.

Durch Vormagnetisieren mit 50 Hz Wechselstrom steigt der Schirmfaktor der Anordnung um das 25fache auf etwa 100; gleichzeitig wird die Ausbildung rema-

menter für im Schirmwerkstoff stark vermindert. Messungsergebnisse, daß dieser Schirmfaktor bis zu kleinsten Sörfeldstärken konstant ist.

Die Art der Vormagnetisierung bedingt Wechselfelder in der Größenordnung von 0,03 A/cm im Innern der Anordnung; ferner treten u. U. zeitliche Änderungen des Schirmfaktors auf, als deren Ursache magnetische Nachwirkungen vermutet werden. Definierte Magnetfelder für Meßzwecke konnten mit Helmholtzspulen von 0,80 m Durchmesser in normaler Homogenität im Innenraum erzeugt werden.

Für die Anregung zu dieser Arbeit sowie viele Hinweise danken wir Herrn Prof. Dr. A. KUNSMANN zu Dank

verpflichtet. Die Arbeit wurde ermöglicht durch finanzielle Zuwendungen aus Gegenwertmitteln vom Senator für Wirtschaft und Kredit des Landes Berlin.

Literatur: [1] GOMLICH, E. u. W. STRINHAUER: *Vierteljahrsschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich*, (2) 17, 369 (1915). [2] MÜLLER, W. u. R. DOLL: *Z. angew. Phys.* 7, 461 (1955). [3] SPONNER, T.: *Phys. Rev.* 25, 527 (1925). [4] DURAND, E.: *Electrostatique et Magnetostatique* 1953/8, 129, 130, 188 u. 544. [5] STERNER, T. E.: *Rev. sci. Instrum.* 6, 324 (1935). [6] WALKER, L. R.: *Rev. sci. Instrum.* 6, 416 (1935).

Dipl.-Ing. WALTER ALBACH und Dr.-Ing. GUSTAV ADOLF VOSS,
Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Institut Berlin,
Berlin-Charlottenburg.

Ein handliches Rotationsvoltmeter für weite Spannungsbereiche

VON WOLFGANG KNAUER

Mit 8 Textabbildungen

(Eingegangen am 9. November 1956)

Einleitung

Ein Rotationsvoltmeter hat sich infolge seiner vorteilhaften elektrischen Eigenschaften, unter denen wir vor allem den großen Eingangswiderstand und die lineare Anzeige hervorheben wollen, als ein recht brauchbares Meßinstrument für hohe und höchste Spannungen erwiesen. Trotzdem blieb das Meßverfahren, das auf H. SCHWENKHAGEN zurückgeht [1], bisher in Wesentlichen auf ortsfeste Hochspannungs-

und 2 —, das sich gefahrlos an Hochspannungen anschließen läßt und das bei einem Eingangswiderstand von mindestens 10^{11} Ohm Spannungen in 6 Bereichen zwischen 0–3 und 0–300000 Volt linear anzeigt,

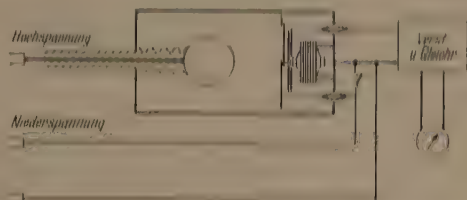


Abb. 2. Schematische Darstellung der Druckkammer und Schaltprinzip.

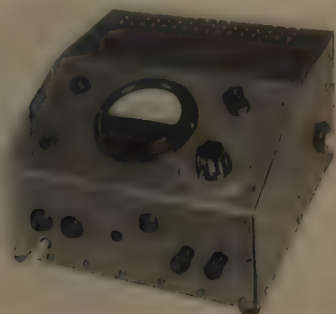


Abb. 1. Kamerarotationsvoltmeter für Spannungen bis 300000 Volt. Abmessungen: 26 x 25 x 15 cm.

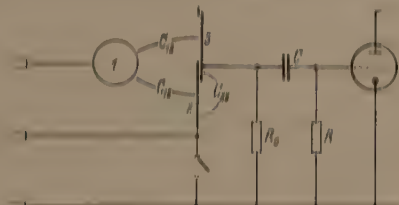


Abb. 3. Ersatzschaltbild des Kameravoltmeters

begrenzt [2–4], wohl deshalb, weil es wie alle Feßmeßgeräte in jeder neuen Anordnung neuer Eichung bedarf. Es fehlte nun nicht an Versuchen, dies zu umgehen, indem man das Voltmeter zusammen mit der Gegenelektrode, die über eine Zuleitung an der Meßspannung lag, in einer Meßkammer montierte und wozu man mit einmaliger Eichung auskommen konnte [5–8]. Doch beanspruchten solche Geräte schon bei mittelhohen Spannungen viel Raum, so daß für die Beweglichkeit des Verfahrens wenig gewonnen war. Es lag nun nahe, hier die größere Festigkeit in diesen unter Druck auszunützen und gleichzeitig auch die elektrostatisch günstigste Elektrodenform zu finden, worauf nicht immer genügend Wert gelegt worden war, um so das Volumen auf einen Bruchteil des bisherigen herabzusetzen.

So entstand ein handliches Meßgerät — von der Größe und Form einer Reiseschreibmaschine, s. Abb. 1

Grundlagen des Rotationsvoltmeters

Wir wollen zunächst auf die Wirkungsweise des Rotationsvoltmeters eingehen, um daraus einige Hinweise für die praktische Konstruktion zu gewinnen. Bekanntlich taucht hierbei eine Influenzelektrode aus dem Feldschatten einer Abschirmelektrode, die wir aus bald ersichtlichen Gründen „Gitterelektrode“ nennen wollen, periodisch in das Feld der zu messenden Hochspannung hinein, so daß in der Zuleitung zur Influenzelektrode ein Wechselstrom fließt. Dieser ist der am Ort der Influenzelektrode herrschenden Feldstärke und damit der angelegten Spannung proportional. Das Nähere gibt die Rechnung:

Die allgemeine Kondensatorgleichung lautet $Q_A = 2 C_{IK} U_1$. Bezeichnen wir mit (vgl. Abb. 3) Q_A die Ladung auf der Influenzelektrode 3, C_{IK} die Teilkap. Hochspannungselektrode 1 — Influenzelektrode 3,

C_{23} die Teilkap. Gitterelektrode 2 — Influenzelektrode 3,

C_{33} die Eigenkap. der Influenzelektrode 3, außerdem mit U_1, U_2, U_3 die Spannungen der entsprechenden Elektroden gegen Masse,

dann ergibt sich unter Vernachlässigung von Streukapazitäten

$$Q_3 = C_{13} U_1 + C_{23} U_2 + C_{33} U_3$$

Hieraus erhalten wir durch Differentiation den Influenzstrom

$$J_3 = \dot{C}_{13} U_1 + C_{13} \dot{U}_1 + \dot{C}_{23} U_2 + C_{23} \dot{U}_2 + \dot{C}_{33} U_3 + C_{33} \dot{U}_3 \quad (1)$$

Die Spannung U_3 an der Influenzelektrode ist vernachlässigbar klein, solange der Influenzstrom über einen Kollektor und durch ein niederohmiges Meßinstrument fließt. Im allgemeinen müssen wir aber den sehr kleinen Strom verstärken und hierzu leiten wir ihn über einen möglichst großen Widerstand R , um am Gitter der ersten Röhre eine merkliche Eingangsspannung zu bekommen. Wird gleichzeitig noch der für die kleinen Ströme sehr störanfällige Kollektor durch einen Plattenkondensator C ersetzt, dessen eine Elektrode auf dem Influenzrotor mitläuft, dessen andere ruht, so entsteht auch hier ein Spannungsabfall. Insgesamt wird daher die Spannung an der Influenzelektrode

$$U_3 = U_R + U_C = -J_3 R - \frac{1}{C} \int J_3 dt$$

und

$$\dot{U}_3 = -\dot{J}_3 R - \frac{1}{C} J_3.$$

Dies eingesetzt in Gleichung (1) gibt

$$J_3 + R \dot{C}_{33} J_3 + R C_{33} \dot{J}_3 + \frac{C_{33}}{C} J_3 + \frac{\dot{C}_{33}}{C} \int J_3 dt = \dot{C}_{13} U_1 + C_{13} \dot{U}_1 + \dot{C}_{23} U_2 + C_{23} \dot{U}_2. \quad (2)$$

Beschränken wir uns zunächst auf Gleichspannungen an Gitter- und Hochspannungselektrode — letztere wollen wir kürzer Hauptelektrode nennen — so sind $\dot{U}_1, \dot{U}_2 = 0$, d. h. Gleichung (2) vereinfacht sich zu

$$J_3 + R \dot{C}_{33} J_3 + R C_{33} \dot{J}_3 + \frac{C_{33}}{C} J_3 + \frac{\dot{C}_{33}}{C} \int J_3 dt = \dot{C}_{13} U_1 + \dot{C}_{23} U_2. \quad (3)$$

Das Integral dieser Gleichung wird sich nicht geschlossen in der Form $J_3 = J_3(t, U_1, U_2)$ angeben lassen. Uns interessiert auch weniger der allgemeine zeitliche Ablauf von J_3 , als vielmehr die Beziehung $J_3 = J_3(U_1, U_2)$ und diese können wir qualitativ unmittelbar angeben: Da die linke Seite der Differentialgleichung (3) linear in J_3 ist, so kann auch der Zusammenhang mit U_1, U_2 nur linear sein, außerdem wird im stationären Fall für $U_1, U_2 = 0$ stets auch $J_3 = 0$. Verbinden wir nun etwa die Gitterelektrode mit Masse, so daß $U_2 = 0$ ist, und legen wir an die Hauptelektrode die Meßspannung U_1 , so ist der Influenzstrom trotz Belastungswiderstand R und Übertragungskapazität C der angelegten Spannung proportional.

Auf den Proportionalitätsfaktor wollen wir noch etwas näher eingehen. Aus Gleichung (3) ersehen wir, daß der Influenzstrom bei einer bestimmten Spannung

U_1 um so größer wird, je höher die zeitliche Änderung von C_{13} ist. Für die praktische Konstruktion heißt das: der Influenzrotor soll zahlreiche, schmale Segmente haben und diese sollen schnell und dicht hinter der Gitterelektrode rotieren. Sie sollen zugleich aber auch mit konstanter Geschwindigkeit rotieren, da sonst der Influenzstrom schwankt. Als Antrieb kommt daher nur ein Synchronmotor in Frage, es sei denn, der Influenzstrom durchlaufe einen Verstärker, dessen Verstärkung umgekehrt proportional mit der Frequenz geht.

Der Influenzstrom hängt nun nicht allein von C_{13} ab, auch die verschiedenen Glieder der linken Seite von Gleichung (3) können ihn beeinflussen. Wenden wir uns zunächst dem zweiten und dritten Glied zu. Beide treten auf, wenn der Influenzstrom durch einen Kondensator übertragen wird und beide verringern diesen Strom. Je größer allerdings die Kapazität C ist, desto weniger fallen sie ins Gewicht, und wenn $C_{33}/C \ll 1$ ist, das gilt für beide Glieder, sind sie zu vernachlässigen. Wollen wir daher die Empfindlichkeit der Influenzelektrode voll ausnützen, so müssen wir die Übertragungskapazität C groß machen.

Wir fügen hier noch eine Bemerkung über den in Abb. 3 zu C und R parallel gezeichneten Widerstand R_c an. R_c soll die isolierte Influenzelektrode mit der an Masse liegenden Achse des Motors verbinden. Lassen wir R_c weg, so laufen wir Gefahr, daß die Elektrode sich auflädt und dadurch den Influenzstrom fälscht. Der Widerstand soll die Elektrode daher in möglichst kurzer Zeit entladen können. Er darf allerdings nicht so klein sein, daß der ganze Influenzstrom darüber abfließt. Wählt man jedoch die Zeitkonstante des aus R_c und C gebildeten RC -Glieds (R kann hierbei vernachlässigt werden) zu etwa einer Sekunde, so kann sich einerseits die Influenzelektrode schnell genug entladen und andererseits wird der Influenzstrom, dessen Periode bei 10^{-2} sec oder noch darunter liegt, nicht merklich geschwächt.

Die beiden anderen Glieder auf der linken Seite von Gleichung (3) sind proportional R , sie treten also besonders dann in Erscheinung, wenn zur Ankopplung an einen Verstärker ein großer Widerstand in den Influenzstromkreis eingeschaltet wird. Da beide Glieder von der gleichen Größe sind, wollen wir die folgende Abschätzung nur an einem vornehmen. Wir interessieren uns dabei weniger für den maximalen Influenzstrom, als vielmehr für die größt mögliche Spannung U_R am Verstärkereingang. Wir vereinfachen Gleichung (3) auf das Wesentliche und rechnen U_R aus:

$$U_R = J_3 R = \frac{\dot{C}_{13}}{1/R + \dot{C}_{33}} U_1.$$

Demnach wächst die Eingangsspannung U_R mit größer werdendem R zunächst, nähert sich jedoch, wenn $R \dot{C}_{33} \gg 1$ wird, langsam der Grenze

$$U_R = \frac{\dot{C}_{13}}{\dot{C}_{33}} U_1.$$

Da hierin \dot{C}_{13} und \dot{C}_{33} in gleicher Weise von den Abmessungen des Rotationsvoltmeters abhängen, wird der Quotient aus beiden sich nur wenig ändern. Wir erhalten so das wichtige Resultat: Die Empfindlichkeit eines Rotationsvoltmeters, das an einen Verstär-

angeschlossen ist, läßt sich nicht unbegrenzt darstellen, daß die Abmessungen vergrößert werden; es ist nicht sinnvoll, RC_{33} wesentlich größer als zu machen.

Wir wollen dies an einem Beispiel erläutern: Wenn wir einen Verstärker mit einem Eingangswiderstand von 10 Megohm betreiben können, so lohnt es sich, ihm ein Rotationsvoltmeter (üblicher Bauart, mit zwei Flügeln und 50 U/sec) mit einem Flügelurchmesser von mehr als 40 cm vorzuschalten. Diese Grenze liegt zwar hoch, kann aber bei Voltmetern für elektrotrische Messungen durchaus erreicht werden.

Bisher hatten wir die Meßspannung an die Hauptelektrode gelegt, die Gitterelektrode geerdet. Nach Gleichung (3) sind jedoch die beiden Elektroden völlig gleichberechtigt. Wir können die Meßspannungen daher auch an die Gitterelektrode legen und die Hauptelektrode erden. Dies ist sogar außerordentlich günstig: Da \dot{C}_{23} sehr viel größer als \dot{C}_{13} ist, wird nun ein sehr viel größerer Influenzstrom fließen. Auf hohe Spannungen ist die Gitterelektrode allerdings nicht eingerichtet. Diese müssen wir nach wie vor an die spannungsfeste Hauptelektrode legen. Aber gerade bei kleinen Spannungen, bei denen die Influenzwirkung gering ist, werden wir mit Vorteil von der neuen Schaltung Gebrauch machen. Die Erfahrung zeigt, daß der Influenzstrom hier leicht das tausendfache des ursprünglichen erreicht.

Wir können übrigens die Wirkungsweise dieses „Dreielektroden“-Rotationsvoltmeters gut in Analogie zur Triode setzen: Der Influenzstrom — Anodenstrom — kann sowohl durch die Hauptelektrode — Anode — wie auch durch die Gitterelektrode — das Gitter — gesteuert werden. Das Verhältnis $\dot{C}_{13}/\dot{C}_{23}$ entspricht dem Durchgriff.

Dieser extrem kleine Durchgriff ermöglicht es auch, in sehr einfacher Weise die Polarität hoher Meßspannungen zu bestimmen, worüber der Influenzwechselstrom keine Auskunft zu geben vermag. Wir legen hierzu, während wir die Hochspannung messen, eine kleine Gleichspannung bekannten Vorzeichens, welche wir etwa dem Verstärker entnehmen können, kurzzeitig an die sonst geerdete Gitterelektrode und versehen aus der Richtung der Ausschlagsänderung die Polarität.

Wir hatten uns zunächst auf Gleichspannungen beschränkt. Da sich das rotierende Voltmeter aber ebenso gut auch zur Wechselspannungsmessung eignet, wollen wir uns nun einigen hierbei auftretenden Besonderheiten zuwenden. Wir gehen von Gleichung (2) aus, lassen aber sogleich die durch Übertragungskapazität C und Belastungswiderstand R hervorgerufenen Glieder außer Acht und setzen außerdem fest, daß die Gitterelektrode an Masse liegen soll. Dann wird

$$J_3 = \dot{C}_{13} U_1 + C_{13} \dot{U}_1 \quad (4)$$

Bei Wechselspannungen definierter Kurvenform ist stets $\dot{U} \sim U$, daher wird auch hier der Influenzstrom der angelegten Wechselspannung proportional sein; allerdings nur im zeitlichen Mittel, denn $\dot{C}_{13} U_1$ und $C_{13} \dot{U}_1$ sind jeweils Produkte zweier periodischer Funktionen mit i. A. verschiedener Frequenz. Es werden daher Schwebungen auftreten. Für deren genauere Betrachtung können wir uns auf das erste Glied in

Gleichung (4) beschränken, da dieses überwiegt, wenn, und dies wird sich als nützlich erweisen, die Influenzfrequenz ω_2 größer als die Frequenz der Meßspannung ω_1 ist. Liegt an der Hauptelektrode des Rotationsvoltmeters zunächst eine Gleichspannung, so fließt ein Influenzwechselstrom konstanter Amplitude (Abb. 4). Bringen wir dagegen eine Wechselspannung an diese Elektrode, so ändert sich die Influenzamplitude im Takt der Wechselspannung. Zu fürchten sind indessen

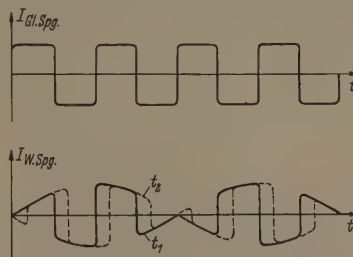


Abb. 4. Influenzströme bei Gleich- und Wechselspannung.

nicht diese Schwebungen, die so schnell erfolgen, daß sie vom Anzeigement vollständig ausgemittelt werden, sondern nur ganz langsame Schwebungen, die dann auftreten, wenn die Frequenzen der Influenzierung und der Wechselspannung geringfügig von einem rationalen Verhältnis abweichen. Dann schieben sich die kürzeren Influenzperioden langsam durch die umhüllenden Wellen der Wechselspannung hindurch (Abb. 4) und ändern dabei sowohl ihren zeitlichen Mittelwert wie auch ihre Maximalamplitude. Je nachdem der Influenzstrom flächen- oder spitzen- gleichgerichtet wird, ist die eine oder andere Größe

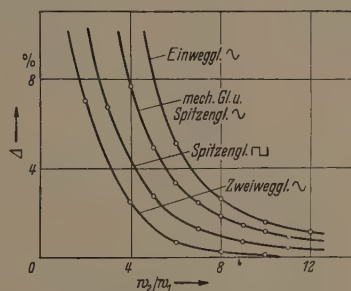


Abb. 5. Schwankungen der Anzeige bei Wechselspannung in Abhängigkeit von der Frequenz.

für Schwankungen maßgebend. Bei mechanischer Gleichrichtung, die recht häufig angewandt wird, kommt es auf die Amplitude im Augenblick der Kontaktabgabe an, und auch hier werden wir Schwankungen zu erwarten haben.

Die Intensität der Schwebungen hängt vom Verhältnis ω_2/ω_1 ab. Sie werden um so kleiner sein, je höher dieses ist, d. h. je mehr Segmente der Rotor hat, weil dann die Wechselspannung von den Influenzperioden besser abgetastet werden kann. Die Schwebungen werden aber außerdem von den Kurvenformen der Influenzperioden und der Meßspannung beeinflusst. Letztere wollen wir als sinusförmig voraussetzen. Die Form der Influenzperioden ist bei den üblichen Anordnungen und kleiner Segmentzahl etwa rechteckig, bei höherer mehr sinusförmig. In Abb. 5 sind die für Rechteck- und Sinusimpulse berechneten

Schwankungen bei Flächen-, Spitzen- und mechanischer Gleichrichtung über dem Frequenzverhältnis aufgetragen. Nur an den markierten Punkten finden sich langsame, also störende Schwebungen. Es fällt auf, daß diese teilweise nur bei ungeradzahligem, teilweise auch nur bei geradzahligem ω_2/ω_1 auftreten. Die genauere Betrachtung ergibt, daß für $\omega_2/\omega_1 > 2$ keine langsamen Schwankungen entstehen, wenn

bei geradem ω_2/ω_1 Rechteckimpulse spitzen- oder flächengleichgerichtet werden und wenn bei ungeradem ω_2/ω_1 beliebige Impulse flächengleichgerichtet werden.

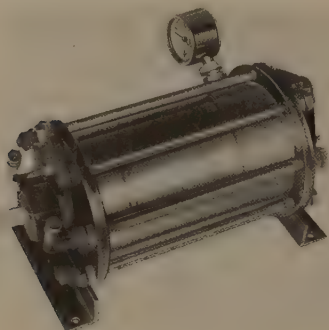


Abb. 6. Druckkammer.



Abb. 7. Inneres der Druckkammer.

Wir werden uns bei der Konstruktion an die hierdurch gegebenen Möglichkeiten halten, da andernfalls, wie Abb. 5 zeigt, recht beträchtliche Schwankungen auftreten können. Es sei noch darauf hingewiesen, daß auch, wenn das Frequenzverhältnis ganzzahlig ist, in den bezeichneten Punkten Unsicherheit über die Anzeige besteht. Diese kann sich nämlich mit der Phasenlage der Meßspannung (gegenüber der Phase des Rotors) in dem durch Abb. 5 gegebenen Maß ändern.

Konstruktion

Hier kam es vor allem darauf an, die Geometrie der Kammer geschickt auszunützen und ein geeignetes Isolationsmedium zu finden. Elektrostatisch am günstigsten wäre eine kugelförmige Kammer mit zentral darin angeordneter, ebenfalls kugelförmiger Hauptelektrode gewesen. Da jedoch im Inneren zugleich noch Platz für das Rotationsvoltmeter sein mußte, war eine zylindrische Kammer, die auch einfacher anzufertigen war, vorzuziehen (Abb. 6 u. 7). Wir verschenken dabei nicht viel an elektrischer Festigkeit, da sich das Feld zwischen Kugel und umgebendem Zylinder, wenigstens in der Nähe der Kugel — und hierauf kommt es an —, kaum von einem Zentralfeld unterscheidet. Wir können deshalb auch die beim letzteren leicht berechenbare Maximalspannung in

unserem Fall als Abschätzung benutzen: Die Grenzspannung in einer konzentrischen Anordnung zweier Kugeln mit den Radien R_i und R_a ist

$$U = E_D R_i (1 - R_i/R_a)$$

und wenn wir noch berücksichtigen, daß U seinen höchsten Wert für $R_i/R_a = 1/2$ erreicht:

$$U = \frac{1}{2} E_D R_i.$$

Die Durchbruchfeldstärke E_D nimmt bei Gasen nach Messungen verschiedener Autoren [9], [10] etwa proportional mit dem Druck zu. In Normalluft beträgt E_D ungefähr 30 KV/cm. Wir erwarten z. B. für $R_i = 2$ cm und $R_a = 4$ cm (dies sind etwa die Abmessungen der hier gebauten Kammer) eine Überschlagsspannung von 30 KV. Bei 10 at können wir

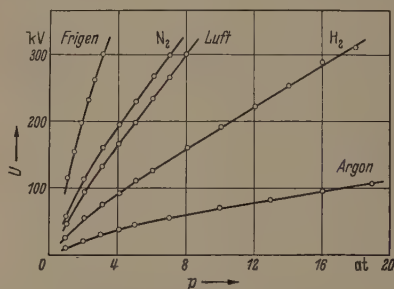


Abb. 8. Spannungsfestigkeit der Druckkammer bei verschiedenen Gasen in Abhängigkeit vom Druck.

dann schon mit 500 KV rechnen. Um sicher zu gehen sind in der Meßkammer selbst Überschlagsmessungen mit verschiedenen Gasen bei verschiedenen Drücken vorgenommen worden. Die Ergebnisse sind in Abb. 8 zusammengestellt. Sie bestätigen etwa unsere Voraussage bei Luft, obwohl der Durchbruchwert nicht streng proportional mit dem Druck geht. Besonders günstig erscheint die Festigkeit von Frigen; wir dürfen dabei allerdings nicht vergessen, daß es sich hier um ein reales Gas mit begrenztem Dampfdruck handelt. Dieser beträgt bei Zimmertemperatur 5,8 at, er fällt aber schon bei 0° auf 3,1 at ab, und entsprechend sinkt auch die elektrische Festigkeit — nicht zuletzt deshalb, weil der Dampf sich auf den Elektroden niederschlägt. Bei Mischungen zwischen Frigen und Luft nähert sich der Durchbruchwert mehr, als dem Mischungsverhältnis entspricht, dem des Frigens [11]. So kann mit einem Partialdruck von etwa 2 at Frigen, bei dem noch keine Kondensation zu befürchten ist, die hohe Festigkeit noch recht gut ausgenützt werden. Die hier entwickelte Druckkammer ist mit einer derartigen Gasfüllung versehen worden.

Ebenso wichtig wie die Durchschlagsfestigkeit in der Meßkammer selbst ist auch die der Zuleitung. Hier haben sich dicke Polyäthylenkabel bewährt. Ein Kabel mit 1,6 mm starker Seele und 12 mm Außendurchmesser hielt Spannungen bis über 300 KV aus. Zur Sicherheit ist die Kupferseele des Kabels entfernt und durch eine halbleitende Schnur mit insgesamt etwa 10^9 Ohm ersetzt. Diese bewirkt, daß, falls etwa bei Überspannungen oder einem Fehler im Kabel ein Durchschlag entstehen sollte, die Spannung über den Widerstand sofort zusammenbricht. So läßt sich das Gerät selbst an Starkstromanlagen völlig gefahrlos handhaben.

Die an sich erwünschte geringe Ausdehnung der Meßkammer bringt es mit sich, daß auch die Influenzierungsflächen nur klein sein können, und wir so auch nur einen geringen Influenzstrom zu erwarten haben. Bei der Konstruktion wurde daher Gebrauch gemacht von den im vorangehenden Kapitel aufgezeigten Möglichkeiten. So hat die Influenzelektrode an Stelle der üblichen zwei 8 Segmente (das Gerät ist für Gleichspannung gedacht, bei Wechselspannung wäre eine ungerade Zahl von Flügeln besser geeignet), außerdem wird die Gitterschaltung angewandt, bei der die kleinen Meßspannungen an der Gitterelektrode liegen und so einen rund 1000mal größeren Influenzstrom erzeugen. Dieser ist zwar immer noch so klein, daß er verstärkt werden muß, doch liegt er selbst bei Meßspannungen unter 1 Volt weit über dem Rauschstrom der Eingangsröhre.

Hoch- und Niedervoltbereich liegen infolge des extremen Durchgriffs zunächst um den Faktor 1000 auseinander, dazwischen besteht eine Lücke. Um hier und auch bei niedrigeren Spannungen bequem messen zu können, wurde mit einer Potentiometerschaltung eine geeignete Abstufung der Bereiche vorgenommen. Hoch- und Niedervoltbereiche ließen sich dabei leicht so koordinieren, daß für beide ein und dieselbe Potentiometeranordnung benutzt werden kann. Der empfindlichste Hochvoltbereich liegt bei 600 V, also noch so, daß er mit den üblichen Eichinstrumenten zu erfassen ist, womit die nun einmal notwendige Eichung mühelos und ohne besondere Hochspannungsinstrumente vorgenommen werden kann. Sind die Potentiometerwiderstände schon vorher abgeglichen, so gilt die Eichung für alle Hochvoltbereiche. Ebenso bequem ist der Prozeß der Eichung in den Niedervoltbereichen.

Entsprechend der in Kapitel 1 angedeuteten Möglichkeit wird die Polarität der Meßspannung dadurch bestimmt, daß bei Betätigen eines Knopfes eine kleine, dem Verstärkerteil entnommene Gleichspannung bekannten Vorzeichens der Gitterelektrode aufgebracht wird. Damit in jedem Meßbereich die Ausschlagsänderung, aus der die Polarität zu entnehmen ist, etwa gleich groß ist, wird die Eichspannung durch eine mit der Bereichsumschaltung gekoppelten Spannungsteilerschaltung an jeden Meßbereich angepaßt.

Die Übertragung des Influenzstroms von der Influenzelektrode zum Verstärker erfolgt mit Hilfe des ebenfalls schon erwähnten Kondensators, dessen eine Elektrode, eine ebene Platte, mitrotiert, dessen andere steht. Damit sich die Influenzelektrode nicht auflädt, ist sie über einen Widerstand von 10^{11} Ohm mit der geordneten Rotorachse verbunden. Die Übertragungskapazität beträgt etwa 5 pF, so daß die Zeitkonstante bei 0,5 sec liegt, und daher wird der Influenzstrom selbst nicht geschwächt.

Nach dem in Kapitel 1 gesagten, ist der Influenzstrom der Influenzfrequenz proportional. Daher wird als Antrieb ein Synchronmotor verwandt. Um jedoch auch von Netzfrequenzschwankungen unabhängig zu sein, sind in den Verstärker kapazitiv-ohmsche Spannungsteiler eingebaut, so daß die Verstärkung umgekehrt proportional mit der Frequenz geht.

Zum Schluß sollen hier noch mögliche Konstruktionsänderungen und Erweiterungen diskutiert werden.

Wir hätten statt des rotierenden auch ein Voltmeter mit schwingender Influenzelektrode benutzen können. Bei diesem wären wir ohne Übertragungs-

organ für den Influenzstrom ausgekommen. Da andererseits der rotierende Kondensator das Problem sehr einfach löst, ziehen wir das geräuschärmere Rotationsvoltmeter vor.

Nicht allein komprimierte Gase sind Medien besonderer Durchschlagsfestigkeit. Statt ihrer wären auch flüssige Isolatoren, etwa Transformatorenöl, oder Hochvakuum in Frage gekommen. Während nun aber bei den flüssigen Medien der hohe Reibungswiderstand und die damit verbundene Erwärmung stört, fürchten wir bei Hochvakuum Gleitentladungen längs des Trägerisolators der Hauptelektrode.

Rotationsvoltmeter sind nach ihrer Wirkungsweise Feldmeßinstrumente. In der von uns gewählten geschlossenen Anordnung eignen sie sich zunächst allerdings nur zur Spannungsbestimmung. Wir können jedoch auch hier mit Hilfe eines einfachen Zusatzes Feldstärken im Raum messen. Dazu benötigen wir lediglich eine „Feldplatte“, die wir dem Feld aussetzen und gleichzeitig mit der Haupt- bzw. Gitterelektrode unseres Meßinstruments verbinden. Dann wird die vom Feld auf der Platte hervorgerufene Influenz auf das Voltmeter übertragen und dieses zeigt einen der Feldstärke proportionalen Ausschlag. Einmalige Eichung ist natürlich erforderlich. Außerdem werden wir die Feldplatte gelegentlich für kurz abdecken und erden müssen, um mögliche Aufladungen, die das Meßergebnis fälschen würden, zu beseitigen.

Zusammenfassung

Der Einbau des Rotationsvoltmeters in eine Druckkammer ermöglicht die Konstruktion eines handlichen Hochspannungsmeßgerätes. Durch die gleichzeitige Ausnützung der hier vorgeschlagenen „Gitterschaltung“ lassen sich ohne besonderen Aufwand auch kleine Spannungen messen. Weiterhin können mit Hilfe dieser Schaltung leicht auch die Vorzeichen der Meßspannungen festgestellt werden. Zum Schutz des Geräts und für die gefahrlose Handhabung bewährt sich ein hochohmiges Zuleitungskabel. Mit einem einfachen Zusatzgerät lassen sich auch Feldstärken bestimmen. Die bisher erreichten Spannungsgrenzen (niedrigster Bereich 0–3 Volt — höchster Bereich 0–300 000 Volt) sind weder als technische noch als prinzipielle Grenzen anzusehen. Durch größere Verstärkung einerseits, höheren Druck in der Meßkammer und spannungsfesteres Zuleitungskabel andererseits werden sie sich nach unten, wie auch nach oben noch erheblich erweitern lassen.

Die Arbeit wurde noch unter der Institutsleitung von Herrn Prof. Dr. W. KOSSEL, meinem verehrten Lehrer, durchgeführt. Für die Durchsicht des Manuskriptes danke ich Herrn Prof. Dr. G. MÖLLENSTEDT.

Literatur: [1] SCHWENKHAGEN, H.: Elektr. Wirtsch. **25**, 300 (1926). — [2] VAN ATTA, L. C.; D. L. NORTHRUP, C. M. VAN ATTA und R. J. VAN DE GRAAFF: Phys. Rev. **48**, 761 (1936). — [3] HENDERSON, J. E., W. H. GOSS u. J. E. ROSE: Rev. Sci. Inst. **6**, 63 (1935). — [4] HERB, R. G., D. B. PARKINSON u. D. W. KERST: Phys. Rev. **51**, 75 (1937). — [5] KIRKPATRICK, P. u. J. MIYAKE: Rev. Sci. Inst. **3**, 1 (1932). — [6] KIRKPATRICK, P.: Rev. Sci. Inst. **3**, 430 (1932). — [7] SHIMAZU SEISAKUSHO: AG Zeitschr. elektr. Verh. **56**, 5 (1936) jap. — [8] THOMAS, H.A.: Rev. Sci. Inst. **8**, 448 (1937). — [9] FINKELMANN, E.: Arch. f. techn. **31**, 282 (1937). — [10] TRUMP, I. G.; SAFFORD, F. I. u. R. W. CLOUD: Trans. A. I. E. E. **60**, 132 (1941). — [11] WEBER, W.: Arch. f. Elektrotechn. **36**, 166 (1942).

Dr. WOLFGANG KNAUER,

Physikalisches Institut der Universität Tübingen,
jetzt 4 Chambers Terrace Princeton N.J./USA.

Präzisionsmessungen am unvollständig abgeschirmten Dreiplatten-Kondensator *

VON WERNER WIESSNER

Mit 5 Textabbildungen

(Eingegangen am 6. November 1956)

Übersicht

Präzisionsmessungen an Kondensatoren setzen voraus, daß das Meßobjekt mit mindestens derjenigen Genauigkeit definiert ist, mit der die Messung ausgeführt werden soll. Werden an die Meßgenauigkeit hohe Ansprüche gestellt, so kommen im allgemeinen nur vollständig abgeschirmte Kondensatoren in Betracht. Ist die Abschirmung nicht restlos durchgeführt, so treten Streukapazitäten auf, d. h. die Kapazität des Kondensators wird mehr oder weniger von seiner Umgebung (Erde, benachbarte Leiter) abhängig. Dies ist z. B. der Fall bei der Messung geometrisch einfacher, berechenbarer Leiterkonfigurationen, deren Berechnungsunsicherheit experimentell nachgeprüft werden soll.

Die Berechnungsformeln für die verschiedenen Kondensatoranordnungen setzen den Kondensator im allgemeinen als im freien Raum befindlich voraus. Daher sind bei den Messungen hinsichtlich der Zuleitungen zum Kondensator, der Erdungsverhältnisse desselben und seines Abstandes von benachbarten Gegenständen einschließlich der Teile des Versuchsaufbaus einige Vorsichtsmaßnahmen zu beachten. Sie werden im folgenden erörtert; an Meßbeispielen wird gezeigt, zu welchen Fehlern die Nichtbefolgung der Regeln führen kann, und wie sich der unvermeidbare Umgebungseinfluß mittels einiger Hilfsmessungen abschätzen und damit rechnerisch eliminieren läßt.

1. Der unvollständig abgeschirmte Plattenkondensator

Der Plattenkondensator, d. h. der unter sparsamster Verwendung eines hochwertigen Dielektrikums aus einer geringen Anzahl (meist 2 oder 3) kreisförmiger Platten aufgebaute Ladungsträger, nimmt unter den Ausführungen von Kondensatoren, die für grundlegende Untersuchungen geeignet sind, eine gewisse Vorrangstellung ein. Denn er kann — im Gegensatz zu kugel- oder zylindersymmetrischen Anordnungen — verhältnismäßig einfach mit hoher Genauigkeit hergestellt werden. Aus diesem Grunde ist er auch häufiger als die anderen Bauformen Gegenstand experimenteller Untersuchungen gewesen (HIMSTEDT [1, 2], MAGINI [3], ROSA und DORSEY [4], GRÜNEISEN und GIEBE [5], VON GUTTENBERG [6].)

Im folgenden soll ausschließlich von dem aus drei Kreisplatten gleicher Größe bestehenden Kondensator die Rede sein, dessen Außenplatten auf gleichem Potential liegen. Die mitgeteilten Befunde gelten jedoch prinzipiell auch für Kondensatoren mit anderen Plattenzahlen.

2. Der Einfluß der Umgebung auf die Kapazität des unvollständig abgeschirmten Plattenkondensators

Für Kapazitätsmessungen hoher Genauigkeit, wie sie hier angestrebt werden, eignet sich z. B. die von GIEBE und ZICKNER [7] abgewandelte SCHERING-Bücke. Sie wird für Untersuchungen an unvoll-

kommen geschirmten Objekten zweckmäßig mit einer Hilfsschaltung nach WAGNER [8] ausgestattet und unter Anwendung des Substitutionsverfahrens benutzt. Im folgenden wird ein solches Vorgehen grundsätzlich angenommen.

Die besonderen Schwierigkeiten bei der Präzisionsmessung unvollständig abgeschirmter Plattenkondensatoren erwachsen im allgemeinen aus der Tatsache, daß die Meßobjekte nicht als exakt „umgebungsfrei“ angesehen werden können. Denn die von der Theorie gelieferten und experimentell zu prüfenden Formeln für die Rand- und Dickenkorrektur lassen eine zahlenmäßige Berücksichtigung des in weiten Grenzen veränderlichen Umgebungseinflusses nicht zu; andererseits kann die quantitative Bestimmung funktionaler Zusammenhänge zwischen Kondensatordaten und Kapazität durch die Einwirkung der dem Kondensator benachbarten Gegenstände nicht unerheblich verfälscht werden. Man muß daher meßtechnisch auf den „umgebungsfreien“ Kondensator extrapolieren. Unter „Umgebung“ soll dabei alles das verstanden sein, was die Ausbildung eines ungestörten Feldlinienverlaufes beeinträchtigt. Hierhin gehören zunächst die notwendigen Zuleitungen zum Kondensator, sodann seine Umgebung im wörtlichen Sinn, also der Erdboden, die in der Nähe befindlichen Teile des Meßaufbaues, die Zimmerwände usw.

Die drei hauptsächlichsten Störungsquellen, die zu fehlerhaften Meßergebnissen Anlaß geben können, werden im folgenden behandelt.

a) Der Einfluß der Zuleitungen

Um beim Dreiplattenkondensator das Feld möglichst wenig zu stören, wird man die Zuleitungen zu den Außenplatten in die Symmetrieachse des Kondensators legen. Sinngemäß wird man für die Speisung der Mittelplatte eine radial zum Kondensator angeordnete Leitung wählen. Da die Zuleitungen mit den zugehörigen Platten auf gleichem Potential liegen liefern sie einen unerwünschten Kapazitätsbeitrag. Um dies zu verhindern, müssen sie abgeschirmt werden. Dabei sind an die Abschirmung zwei wesentliche Forderungen zu stellen: Sie darf mit keiner der Kondensatorplatten am gleichen Brückeneckpunkt liegen. Sie muß im übrigen bei ausreichender Steifigkeit möglichst raumsparend ausgeführt werden.

Diesen Ansprüchen genügen z. B. Messingrohre von 10 mm Außendurchmesser und 0,5 mm Wandstärke, die gegen ihre Innenleiter etwa durch Trolitulringe isoliert sind und an die Brücke unter Beachtung der erstgenannten Forderung angeschlossen werden. Ihre Lage im Raum ist durch geeignete Verspannung zu fixieren. Wo sich die Möglichkeit ortsfester Verlegung bietet, also z. B. bei der Zuleitung zur unteren Kondensatorplatte unter Benutzung des den Kondensator tragenden Ständers, kann die Kombination Rohr mit Innenleiter durch ein abgeschirmtes, verlustarmes Spezialkabel ersetzt werden. Einen solchen Aufbau zeigt Abb. 1.

* Amtliche Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt.

Da geringe Verschiebungen der Innenleiter gegenüber den Wandungen der sie umgebenden Rohre und mit Änderungen der entsprechenden Kapazitäten ein Versuchsbetrieb vorkommen können, ist dafür zu sorgen, daß diese Kapazitäten auch nicht im zweiten in kapazitiven Zweig der Brücke auftreten können. Das bedeutet, daß die Abschirmungen grundsätzlich nur an den Widerstandseckpunkt D der Hauptbrücke oder an den Indikatoreckpunkt F des Hilfsweges (vgl. Abb. 3, 4, 5) angeschlossen werden dürfen.

Abschirmungen der beschriebenen Art bewirken nun aber sicher eine Änderung des Feldlinienbildes, da ein Teil der Linien, die im freien Raum von Platte zu Platte verlaufen würden, nun auf den Abschirmungen enden. Verhältnismäßig klein wird der Einfluß der zu den Zuleitungen der Außenplatten gehörigen Abschirmungen sein, denn diese befinden sich im Gebiet geringster Feldliniendichte. Dagegen kann durch das Rohr, das die Zuleitung zur Mittelplatte abschirmt, unter Umständen die Kapazität des Kondensators meßbar verkleinert werden. Diese Verkleinerung läßt sich aber mittels folgender Hilfsmessungen unschwer bestimmen.

Nachdem die Messung am normalen Versuchsaufbau (Abb. 1) abgeschlossen ist, erweitert man diesen durch ein zweites waagerechtes Rohr, das dem ersten Abschirmung der Zuleitung zur Mittelplatte) diametral gegenüber am Kondensator aufgebaut und an den gleichen Brückeneckpunkt wie dieses angeschlossen wird. Da im Hinblick auf die Größe der Feldstörung nur die äußeren Rohrabmessungen interessieren, braucht das Zusatzrohr keinen Innenleiter zu enthalten. Für den in dieser Weise künstlich beeinflussten Kondensator wird wiederum die Kapazität bestimmt. Mit einem dritten Rohr, ebenfalls waagerecht und unter 90° zu den beiden ersten angeordnet, und einem vierten, das die Rohrkonfiguration zu einem Kreuz ergänzt, wird in gleicher Weise verfahren. Den Versuchsaufbau mit 4 Rohren zeigt Abb. 2.

Die vier in der beschriebenen Weise erhaltenen Meßergebnisse für ein, zwei, drei und vier Rohre gestattet dann die Extrapolation auf den Fall ohne Rohr. Wenn die Rohrdicke klein ist gegenüber dem Durchmesser der Kondensatorplatten — z. B. Rohrdurchmesser 1 cm, Plattendurchmesser 20 cm —, besteht zwischen der gemessenen Kapazität und der Rohrzahl ein innerhalb Meßgenauigkeit linearer Zusammenhang, in der die Korrektur des mit dem normalen Versuchsaufbau erhaltenen Kapazitätswertes besonders einfach und sicher gestaltet.

b) Kapazitätsvergrößerung durch den Einfluß der Umgebung

An manchen Stellen des Schrifttums stößt man auf Angaben über unvollständig abgeschirmte Plattenkondensatoren, bei denen ein Plattensystem geerdet ist. Die dazu mitgeteilten Meßergebnisse wurden in der Regel mit Hilfe einer einfachen Meßbrücke ohne Benutzung einer Erdung nach WAGNER gewonnen [5, 6]. Dieser Sachverhalt läßt sofort folgende Schlüsse zu: Das geerdete Plattensystem liegt mit der (als geerdet anzusehenden) Umgebung am gleichen Brückeneckpunkt. Alle Streukapazitäten des nicht geerdeten Systems gegen die Umgebung gehen daher in das Meßergebnis ein. Die Kondensatorkapazität wird fehlerhaft vergrößert, was um so stärker merklich

wird, je höher die Genauigkeitsansprüche gesteigert werden.

Daß GRÜNEISEN und GIEBE trotz offensichtlicher Kenntnis dieser Zusammenhänge den Umgebungseinfluß vernachlässigten und daher die Kapazität des

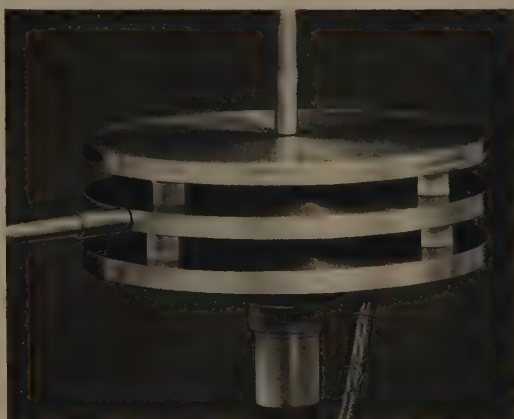


Abb. 1. Unvollständig abgeschirmter Dreiplattenkondensator mit abgeschirmten Zuleitungen. (Die Abschirmungen der letzteren bestehen oben und links aus Messingrohren; unten ist ein abgeschirmtes Spezialkabel verwendet, das zur Stabilisierung mit einem starken Draht umwunden wurde.)

Dreiplattenkondensators mit geerdeten Außenplatten als „unabhängig von der Umgebung, also eindeutig definiert“ bezeichnen ([5], S. 928, letzter Absatz), dürfte einerseits durch die geringe Dicke ihrer Kondensatorplatten, die z. B. bei den DK-Messungen nur Folienstärke hatten, andererseits durch die begrenzte

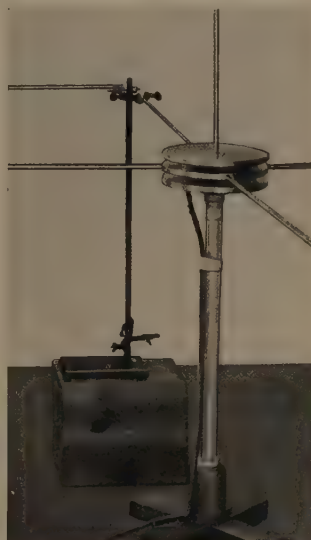


Abb. 2. Versuchsaufbau zur Bestimmung des Rohreinflusses (Messung mit 4 Rohren); Bildausschnitt.

Anpassungsfähigkeit ihrer experimentellen Hilfsmittel (Brücke nach MAXWELL-THOMSON mit rotierendem Unterbrecher) begründet sein.

Die Feststellung von GUTTENBERGS, daß seine Messungen am Zweiplattenkondensator — der wegen der fehlenden Abschirmung durch eine zweite Außenplatte gegen Umgebungseinflüsse besonders empfind-

lich ist — in zwei verschiedenen hohen Räumen zu denselben Ergebnissen führten ([6], S. 331), kann unter dem genannten Gesichtswinkel wohl nur so interpretiert werden, daß in beiden Fällen praktisch gleiche Streuungen gegen Erde wirksam waren. Aus der Übereinstimmung der Resultate läßt sich dagegen nicht ohne weiteres folgern, daß wirklich die Kapazität des

ist in Abb. 3 der Übersichtlichkeit halber rechts neben den Hilfszweigen 5 und 6 eingetragen; bei der praktischen Ausführung liegt er zusammen mit dem Schalter S_1 und dem Indikatorumschalter S_2 innerhalb des Gehäuses der Hauptbrücke. Die Abschirmungen der in den Zweigen 1 (Meßzweig) und 3 verwendeten, von außen an die Brücke anzuschließenden Normalkondensatoren sind in der bildlichen Darstellung fortgelassen, da sie je nach Erdungsfall entweder gemeinsam an A oder an den Indikatoreckpunkten B bzw. C liegen (vgl. Abbildungen 4 und 5).

Für die Untersuchungen am Dreiplattenkondensator erlaubt die Brücke folgende Schaltungen:

1. *Erdung von A*: Außenplatten des Dreiplattenkondensators an A , Mittelplatte an B , Abschirmrohre der Zuleitungen (vgl. 2a) an Punkt D , der in diesem Fall Spannungspunkt ist. Gehäuse der anzuschließenden Normalkondensatoren an A (Abb. 4).

Um Beeinflussungen der Zweige 1 und 3 durch die nicht ganz konstanten Teilkapazitäten k_{20} (Stator gegen Gehäuse) der in den Zweigen 2 und 4 eingebauten Drehkondensatoren auszu-schließen, empfiehlt es sich, diese Kondensatoren für die Dauer der Messung auf geeignete Festwerte einzustellen und die Phasenabgleichung der Brücke durch einen parallel zu Zweig 3 oder 4 anzuordnenden Drehkondensator vorzunehmen. Seine Schaltung ist so zu wählen, daß keine seiner Teilkapazitäten in das Meßergebnis eingehen kann. Wird er der Einfachheit halber und der Mehrzahl der heute verwendeten Normalkondensatoren entsprechend in der Betriebsschaltung

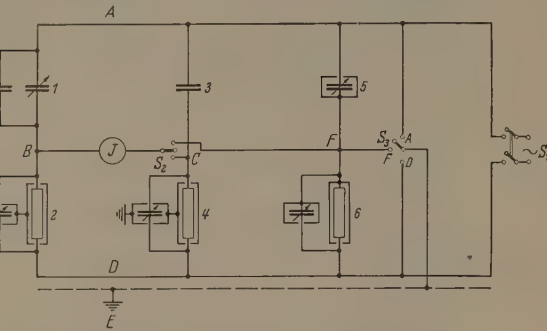


Abb. 3. GIEBE-ZICKNER-Brücke mit WAGNERScher Hilfsschaltung und der Möglichkeit der Erdung bei A , D oder F . (J = Indikator; die Zweige 1 und 3 sowie der Indikator liegen außerhalb des Brückengehäuses.)

ungestörten Kondensators gemessen wurde. Es fehlt leider in der Arbeit von GUTTENBERG eine Angabe darüber, wie weit sein Zweiplattenkondensator allseitig von der Umgebung entfernt war, wie lang also z. B. der den Kondensator tragende Isolierstab war. Diesen Wert aus der mitgeteilten Zuleitungslänge (die für einige leistungstheoretische Erörterungen von Interesse ist) zu entnehmen, erscheint sehr problematisch.

Die zwei angeführten Beispiele zeigen, daß bei Messungen an unvollständig abgeschirmten Plattenkondensatoren sowohl in älterer wie in jüngster Zeit der Frage der Streukapazitäten nicht immer die gebührende Beachtung geschenkt wurde. Es dürfte sich daher lohnen, diesen Problemkreis einmal ausführlicher zu behandeln.

Alle Möglichkeiten zur Untersuchung der Frage bietet z. B. die schon erwähnte GIEBE-ZICKNER-Brücke mit WAGNERScher Hilfsschaltung. In ihrer modernsten Ausführung (Abb. 3) gestattet sie, entweder den Indikatoreckpunkt des Hilfsweges (F)



Abb. 4. Schaltungsvariante: Erdung bei A .

wie bei WAGNER oder den Widerstandseckpunkt (D) wie bei SCHERING oder aber den Kapazitätseckpunkt (A) über das Brückengehäuse an Erde anzuschließen. Die Gehäuse der in die Hauptbrücke eingebauten Drehkondensatoren und Widerstände sind mit dem Brückengehäuse fest verbunden; demgegenüber liegen die Gehäuse der Einbauteile der Hilfsschaltung unabhängig von der Erdung stets am Punkt F .¹

Der Schalter S_3 , mittels dessen die Erdung des gewählten Brückeneckpunktes vorgenommen wird,

¹ Die Brücke wird unter der Typenbezeichnung KB 2 von der Firma F. Polland, Mönkeberg über Kiel, hergestellt.

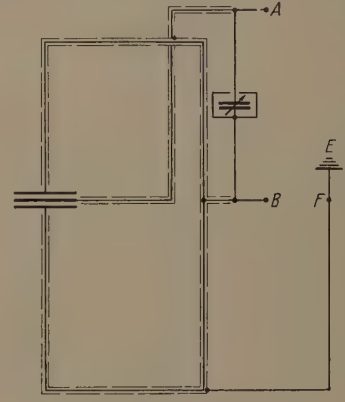


Abb. 5. Schaltungsvariante: Erdung bei F .

$k_{12} + k_{20}$ benutzt, so ist zu beachten, daß im vorliegenden Fall sein Gehäuse an Spannung zu liegen kommt und seine Betätigung daher zweckmäßig über ein isolierendes Zwischenglied (Einstellstab oder dgl.) zu erfolgen hat.

Diese Schaltung entspricht hinsichtlich der Erdungsverhältnisse am Kondensator derjenigen von GRÜNEISEN und GIEBE. Sie muß nach den obigen Überlegungen zu hohe Kapazitätswerte liefern. Es darf erwartet werden, daß der Fehler mit wachsendem Plattenabstand zunimmt.

2. *Erdung von D*: Anschlüsse formal wie bei Erdung von A . Die Abschirmrohre sind jedoch jetzt geerdet.

Ein zusätzlicher Drehkondensator für den Phasenabgleich wird nicht benötigt, da die Kondensatoren der Zweige 2 und 4 nun zweipolig geschaltet sind (Gehäuse und Rotoren an *D*, Statoren an *B* bzw. *C*), also die Zweige 1 und 3 nicht beeinflussen.

Bei dieser Wahl der Erdung liegt keine der Kondensatorplatten auf Erdpotential. Die Kapazität der Außenplatten gegen Erde tritt parallel zur Stromquelle auf, ist also für die Brückenabgleichung ohne Bedeutung. Die Streukapazität der Mittelplatte gegen Erde liegt dem Zweig 2 parallel, beeinflusst demnach nur den hier nicht interessierenden Phasenabgleich. Die Messung müßte daher zu fehlerfreien Kapazitätswerten führen (vgl. jedoch 3b).

3. Erdung von *F*: Außenplatten des Dreiplattenkondensators an *B*, Mittelplatte an *A*. Abschirmrohre an *F*. Gehäuse der anzuschließenden Normalkondensatoren an *B* (Abb. 5).

Diese Schaltung erlaubt, die Außenplatten des Dreiplattenkondensators durch die Brückenabgleichung auf Erdpotential zu bringen, ohne sie unmittelbar zu erden. Sämtliche Streukapazitäten gegen Erde haben — entsprechend der ursprünglichen Idee von K. W. WAGNER — keinen Einfluß auf das Meßergebnis. Auch dieses Verfahren muß demnach fehlerfreie Werte, also die gleichen wie bei Erdung von *D*, liefern.

Die vorstehend beschriebenen Schaltungen sind in der folgenden Übersicht zusammengefaßt:

Geerdeter Brückenpunkt	<i>A</i>	<i>D</i>	<i>F</i>
Dreiplattenkondensator			
Außenplatten an	<i>A</i>	<i>A</i>	<i>B</i>
Mittelplatte an	<i>B</i>	<i>B</i>	<i>A</i>
Gehäuse der Normale in Zweig 1 und 3 an	<i>A</i>	<i>A</i>	<i>B</i>
Abschirmrohre an	<i>D</i>	<i>D</i>	<i>F</i>

c) Kapazitätsverminderung durch den Einfluß der Umgebung

In Abschnitt 2b haben wir festgestellt, daß die Umgebung, sofern ein Leitersystem des unvollständig abgeschirmten Kondensators unmittelbar geerdet ist, einen Beitrag zur Kapazität liefert, diese also zu hoch erscheinen läßt. Wird nun andererseits eine Schaltung gewählt, bei der keine der Kondensatorplatten an Erde liegt, so muß damit gerechnet werden, daß die Umgebung die Ausbildung des ungestörten Kondensatorfeldes zum Teil verhindert und damit zu niedrige Meßwerte bedingt. Dies ist mit Sicherheit der Fall, wenn man z. B. in die unmittelbare Nachbarschaft des Kondensators eine große geerdete Blechtafel bringt oder ihn in ein enges geerdetes Abschirmgehäuse einbaut.

Die Frage nach einem solchen kapazitätsvermindernden Einfluß der Umgebung läßt sich experimentell beantworten, wenn man für den Kondensator eine geerdete Umgebung schafft, deren Abstand vom Kondensator veränderbar ist. Verhältnismäßig einfach gelingt dies, indem man geeignet bemessene Bahnen eines Maschendrahtgewebes zu Zylindermänteln verschiedenen Durchmessers formt, die wahlweise koaxial mit dem Kreisplattenkondensator aufgestellt werden. Mißt man dann die Kondensatorkapazitäten für eine monotone Folge von Durchmessern des geerdeten Abschirmzylinders, so läßt sich durch Extra-

polation der Meßwerte wenigstens größenordnungsmäßig feststellen, um wieviel die Kapazität des Kondensators durch die tatsächlich vorhandene Umgebung verringert wird.

3. Meßbeispiele

Die obigen Erörterungen wurden experimentell geprüft. Der Plattendurchmesser des benutzten Kondensators betrug 20 cm, die Plattendicke 1 cm. Nach Maßgabe der verfügbaren Distanzkörper (Zylinder aus Quarzglas oder Quarzkristall) wurden die Plattenabstände zwischen 2 und 15 mm gewählt. Als Plattenmaterial fand Duraluminium Verwendung. Die Kapazitäten eines solchen Kondensators liegen (je nach Plattenabstand) zwischen 300 und 40 pF.

Der Versuchskondensator war stets so aufgebaut, daß er von der Umgebung, von den Abschirmrohren abgesehen, allseitig einen Abstand von mindestens etwa 1 m hatte.

a) Zum Einfluß der Abschirmrohre

Wenn der Rohreinfluß vom Plattenabstand *a* abhängt, müssen sich für *a* = 2 mm und *a* = 15 mm mit wachsender Rohranzahl merklich verschiedene Kapazitätsgänge ergeben. Die Untersuchung lieferte (bei Erdung von *D*) den in Tabelle 1 dargestellten Befund. Sämtliche Kapazitätswerte sind darin — wie auch in den folgenden Tabellen — in pF angegeben.

Tabelle 1.

<i>a</i> =	2 mm		15 mm	
	<i>C</i>	ΔC	<i>C</i>	ΔC
1 Rohr	287,53	} 0,32	44,65	} 0,28
2 Rohre	287,21		44,37	
3 Rohre	286,94	} 0,27	44,10	} 0,27
4 Rohre	286,70		43,83	

Mittelwerte für ΔC : 0,28 | 0,27

Innerhalb einer Meßunsicherheit von einigen Hundertstel Picofarad wird also unabhängig vom Plattenabstand und von der Rohranzahl stets die gleiche Kapazitätsabnahme je Rohr festgestellt. Sie beträgt im Mittel für beide Versuchsreihen 0,27₆ pF. Extrapolation auf rohrfreie Umgebung würde demnach für die in der Tabelle angegebenen Beispiele zu den Kapazitäten 287,81 bzw. 44,93 pF führen.

Der Kondensator mit 2 mm Plattenabstand ist gegen Änderungen des Plattenabstandes, wie sie im Versuchsbetrieb unter Umständen schon als Folge geringster Erschütterungen (Bildung von Luftpolestern) auftreten können, sehr empfindlich [1]. So entspricht einer überall gleichmäßigen Abstandsänderung von nur 1 μ schon eine Kapazitätsverschiebung um etwa 0,15 pF. Unter diesem Gesichtspunkt ist der in der Spalte „2 mm“ der Tabelle 1 angedeutete Gang von ΔC mit der Rohrzahl als physikalisch nicht erwiesen anzusehen und darf unberücksichtigt bleiben.

b) Zum Einfluß der Erdungsverhältnisse am Kondensator

In einer ersten Meßreihe wurden für Plattenabstände *a* von 2, 10 und 15 mm die Kapazitäten bei Erdung von *A* und *D* ermittelt. Tabelle 2 gibt die Ergebnisse wieder.

Das Experiment bestätigt also die in den Abschnitten 2b1 und 2b2 ausgesprochenen Erwartungen

Tabelle 2.

Geerdeter Eckpunkt	<i>A</i>	<i>D</i>	Differenz <i>A</i> — <i>D</i>
<i>a</i> = 2 mm . .	285,30	284,68 ²	+0,62
<i>a</i> = 10 mm . .	65,91	65,00	+0,91
<i>a</i> = 15 mm . .	45,81	44,77 ²	+1,04

nicht nur hinsichtlich der Meßwerte bei verschiedenen Erdungen, es zeigt auch, daß mit wachsendem Plattenabstand der Meßfehler wächst.

Offensichtlich ist für *a* = 15 mm der Einfluß der Erdung am ausgeprägtesten. Für diesen Fall wurden daher in einer weiteren Versuchsreihe alle drei diskutierten Erdungsmöglichkeiten untersucht. Die dabei erhaltenen Meßwerte zeigt Tabelle 3.

Tabelle 3.

Geerdeter Eckpunkt	<i>A</i>	<i>D</i>	<i>F</i>
<i>a</i> = 15 mm . . .	45,75	44,72 ²	44,48

Der Unterschied zwischen den Erdungen bei *A* und *D* tritt auch hier wieder in praktisch quantitativer Übereinstimmung mit Tabelle 2 in Erscheinung. Wider Erwarten führen aber die Erdungen bei *D* und *F* nicht zum gleichen Resultat. Es ließ sich zeigen, daß diese Diskrepanz hauptsächlich auf Streukapazitäten (im Fall Erdung bei *D*) zwischen der Mittelplatte des Dreiplattenkondensators und den Gehäusen der Normal-kondensatoren zurückzuführen war, ähnlich denen, die an anderer Stelle ausführlich behandelt sind [9]. Die Streukapazitäten lassen sich z. B. dadurch beseitigen, daß zwischen den Brückenaufbau und das Meßobjekt eine hinreichend große geerdete Abschirmung gebracht wird. Durchgeführte Versuche lieferten in diesem Fall übereinstimmende Meßwerte für Erdung bei *D* und Erdung bei *F* (vgl. Tabelle 4).

Will man das Anbringen einer zusätzlichen, den Meßbetrieb unter Umständen behindernden Abschirmung vermeiden, so besteht der sicherste und einfachste Weg zu einwandfreien Meßergebnissen in der Anwendung einer Brücke mit WAGNERSCHER Hilfschaltung, bei der der Indikatoreckpunkt (*F*) des Hilfswegs geerdet ist.

Der Vollständigkeit halber sei jedoch gesagt, daß auch ein solches Vorgehen nicht immer genügt. Werden nämlich für den Brückenabgleich mit Substitutionsnormal im Meßzweig zusätzlich ein oder mehrere Normalkondensatoren benötigt, so treten kleine Streukapazitäten gegen deren Gehäuse auf, die einen verkleinerten Meßwert zur Folge haben. Bei dem benutzten Versuchsaufbau (Kondensator von der Umgebung allseitig mindestens 1 m entfernt) blieben sie innerhalb der Meßfehlergrenze von einigen Hundertstel Picofarad und wurden daher vernachlässigt. In Fällen, wo sie höheren Werten zustreben, können sie nach einem in der früheren PTR entwickelten Verfahren unschädlich gemacht werden ([10], S. 87/88).

c) Zur Störung des Kondensatorfeldes durch die Umgebung

Die hier zu besprechende Erscheinung steht an Bedeutung hinter der vorgenannten zurück. Da sie aber

² Daß zwischen den homologen Zahlenwerten der Tabellen 1 und 2 Abweichungen bestehen, ist durch zeitliche Umbauten des Kondensators bedingt. Dasselbe gilt auch für die weiteren Tabellen.

die Meßunsicherheit übersteigen kann, soll sie erwähnt werden.

Der zu untersuchende Kondensator mit einem Plattenabstand von 15 mm wurde in der beschriebenen Art mit geerdeten Zylindern aus Maschengewebe umgeben. Sie waren koaxial mit dem Kondensator und spiegelsymmetrisch zur Ebene seiner Mittelplatte aufgebaut. Ihre Höhe betrug 1 m. Variiert wurde ihr Durchmesser. Die Meßergebnisse sind in der Tabelle 4 zusammen gestellt. Dabei bedeutet *e* den Abstand der Abschirmung vom Rand des Kondensators in cm. Da nach Abschnitt 3b bei Vorhandensein einer Abschirmung zwischen Kondensator und Brücke Erdung bei *D* und Erdung bei *F* dieselben Resultate liefern müssen, wurden zur Kontrolle beide Erdungsfälle in die Untersuchung einbezogen.

Tabelle 4.

Abstand <i>e</i>	13	22	43	74
Erdung <i>D</i> . . .	44,18	44,38	44,51	44,55
Erdung <i>F</i> . . .	44,18	44,36	44,51	44,59
Mittelwert . . .	44,18	44,37	44,51	44,57

Beide Erdungen führen also innerhalb einer Meßunsicherheit von $\pm 0,02$ pF zu den gleichen Ergebnissen.

Trägt man die in der Tabelle angegebenen Mittelwerte über dem Abstand *e* auf, so erlaubt die Darstellung eine näherungsweise Extrapolation auf unendlich großes *e*. Eine etwas genauere Auskunft läßt sich jedoch rechnerisch gewinnen. Macht man für die Kapazität *C* des Dreiplattenkondensators in Abhängigkeit von *e* den empirischen Ansatz:

$$C = a - \frac{b}{e} - \frac{c}{e^2} - \frac{d}{e^3},$$

wo *a*, *b*, *c*, und *d* Konstanten bedeuten, so erhält man unter Benutzung der vier obigen Mittelwerte die Darstellung:

$$C = \left(44,668 - \frac{7,18}{e} + \frac{10,9}{e^2} \right) \text{ pF.}$$

Hierin ist *e* in cm einzusetzen. Für die Konstante *d* ergibt sich ein sehr kleiner Wert, so daß das entsprechende Glied fortgelassen werden darf.

Aus vorstehender Gleichung folgt für *e* = ∞ der Kapazitätswert 44,668 \approx 44,67 pF; für *e* = 100 cm erhalten wir 44,597 \approx 44,60 pF. Ist demnach die Umgebung vom Kondensator allseitig 1 m entfernt, so wird seine Kapazität um 0,07 pF zu klein gefunden. Wenn dieser Wert auf Grund des rein empirischen Ansatzes für *C* auch nicht völlig exakt ist, so dürfte er doch die durch die Umgebung bedingte Kapazitätsverringerung größenordnungsmäßig richtig wiedergeben. Die Fälschung des Meßwertes beträgt demnach im vorliegenden Fall etwa 0,1 pF.

Die für die Koeffizienten *a*, *b*, *c* angegebenen Zahlenwerte gelten natürlich nur für den beschriebenen Versuchsaufbau.

4. Weitere Meßfehlerquellen

Aus den vorhergehenden Abschnitten ergeben sich gewisse Vorschriften, die bei Präzisionsmessungen an unvollständig abgeschirmten Kondensatoren zu beachten sind. Ihre Befolgung ist notwendig, aber durchaus nicht hinreichend. Auf einige weitere wichtige Meßfehlerquellen sei daher hingewiesen.

Bei der Herstellung der Kondensatorplatten ist darauf zu achten, daß die Oberflächen mit großer Genauigkeit eben sind. Andernfalls können geringfügige Verschiebungen der Distanzkörper vor allem bei kleinen Plattenabständen erhebliche Kapazitätsänderungen zur Folge haben. Die Reproduzierbarkeit eines einzelnen Meßwertes wäre damit weitgehend in Frage gestellt. Anzustreben ist überdies Parallelität der Plattenoberflächen. Da jedoch die Plattendicke nur als Korrekturterm in die Kapazität eingeht, ist diese Forderung zweitrangig.

Die verwendeten Quarze sollten möglichst planparallel und polierte Endflächen aufweisen. Ihre Höhen müssen hinreichend genau bekannt sein und für den bei einem Kondensatoraufbau benutzten Satz innerhalb der Meßgenauigkeit übereinstimmen. Damit die Plattenabstände wirklich den gemessenen Quarzhöhen entsprechen, sind die Quarze vor jedem Einbau in den Kondensator mit Alkohol, Äther oder dgl. sorgfältig von anhaftenden Fett- und Staubspuren zu säubern. Das Abtrocknen hat am besten mit einem weichen Wildlederlappen zu erfolgen.

Vor jeder Brückeneinstellung sind ferner durch leichtesten Druck auf die Kondensatorplatten die Luftpolster auszutreiben, die sich unter Umständen zwischen Quarzen und Platten befinden und daher ohne diese Maßnahme eine Vergrößerung des Plattenabstandes bewirken würden.

Die Dielektrizitätskonstante der eingebauten Quarze hat eine Erhöhung der Kondensatorkapazität gegenüber dem Fall des reinen Luftkondensators zur Folge. Der hierdurch bedingte Fehler läßt sich z. B. ermitteln, indem man aus den Kapazitätsmeßwerten für verschiedene Anzahlen von Quarzen auf den Fall ohne Quarz extrapoliert.

Zur Vornahme der Brückenabgleichung mit dem Substitutionsnormal ist der Dreiplattenkondensator von der Brücke einseitig abzutrennen. Dabei tritt an der Trennstelle eine kleine Kapazität auf [11], als deren Folge der Meßwert etwas zu niedrig gefunden wird. Der Fehler ist größenordnungsmäßig abschätzbar und häufig — insbesondere bei abgeschirmten Zuleitungen — vernachlässigbar klein.

Zusammenfassung

Zur experimentellen Bestätigung theoretisch gewonnener Grundformeln für die Kapazitätsberechnung kommen im allgemeinen nur Präzisionsmessungen an unvollständig abgeschirmten Luftkondensatoren in Betracht. Einige wichtige Fehlerquellen, die dabei die Meßergebnisse im Hinblick auf die Annahme der völligen Umgebungsfreiheit fälschen können, werden erörtert und Wege zu ihrer Beseitigung aufgezeigt. An einigen Meßbeispielen, ausgeführt am Dreiplattenkondensator, wird die Größe der auftretenden Fehler ersichtlich. Die Betrachtung führt zu folgenden Hinweisen:

1. Die Zuleitungen zum Kondensator sind durch Menge, aber stabile Metallrohre abzuschirmen. Diese dürfen mit keinem der beiden Kondensatorsysteme

am gleichen Brückeneckpunkt angeschlossen sein. Der kapazitätsvermindernde Einfluß der Abschirmrohre kann durch einige einfache Hilfsmessungen zahlenmäßig bestimmt werden.

2. Keine der Kondensatorbelegungen darf unmittelbar geerdet werden. Bei Benutzung einer Meßbrücke mit WAGNERscher Hilfspaltung läßt sich jedoch das eine oder andere System des Kondensators auf Erdpotential bringen, ohne daß es unmittelbar geerdet ist. Die oben genannten Abschirmrohre sind dabei an den geerdeten Indikatoreckpunkt der Hilfspaltung anzuschließen.

3. Die Umgebung des Kondensators verhindert mehr oder weniger die Ausbildung des ungestörten Kondensatorfeldes und bedingt damit zu kleine Meßwerte. Durch einige einfache Hilfsmessungen mit variabler, aber definierter Umgebung läßt sich der Fehler größenordnungsmäßig ermitteln. Allgemein ist jedoch auf einen großen Abstand des Kondensators von seiner Umgebung Wert zu legen. —

Die auf den Rohreinfluß, unrichtigen Anschluß der Kondensatorplatten und die kapazitätsvermindernde Wirkung der Umgebung zurückzuführenden Fehler konnten bis auf eine Meßunsicherheit von einigen Hundertstel Picofarad zahlenmäßig bestimmt werden. Die Reproduzierbarkeit eines bestimmten Meßwertes für die Kondensatorkapazität als solche hängt wesentlich vom jeweiligen Kondensatoraufbau ab und ist daher — vor allem bei kleinen Plattenabständen — weniger sicher.

Einige weitere Fehlerquellen, die bei einschlägigen Messungen auftreten können und in Eigenschaften der Kondensatorbauteile oder des Meßverfahrens ihre Ursache haben, werden abschließend kurz gestreift.

Die Erkenntnisse der vorliegenden Arbeit wurden bei grundlegenden Untersuchungen am Dreiplattenkondensator angewandt, die in der letzten Zeit von ZICKNER und dem Vf. durchgeführt wurden. Eine Veröffentlichung der Meßergebnisse soll in Kürze folgen [12].

Herrn Direktor Dr. ZICKNER danke ich für manche wertvolle Diskussion, den Herren W. KRÜHN und G. WAGENLEITER für ihre Mitarbeit bei den Messungen.

Literatur: [1] HIMSTEDT, F.: Ann. Phys., Lpz. (3) **29**, 560 (1886). — [2] HIMSTEDT, F.: Ann. Phys., Lpz. (3) **33**, 1 (1888). — [3] MAGINI, R.: Phys. Z. **8**, 136 (1907). — [4] ROSA, E. B. and N. E. DORSEY: Bull. U. S. Bur. Stand. **3**, 433 (1907). — [5] GRÜNEISEN, E. und E. GIEBE: Verh. dtsh. phys. Ges. **14**, 921 (1912). — [6] VON GUTTENBERG, W.: Ann. Phys., Lpz. (6) **12**, 321 (1953). — [7] GIEBE, E. und G. ZICKNER: Arch. Elektrotech. **11**, 109 (1922). — [8] WAGNER, K. W.: Elektrotech. Z. **32**, 1001 (1911). — [9] WIESSNER, W.: Elektrotech. Z. (A) **77**, 821 (1956). — [10] BLECHSCHMIDT, E.: Präzisionsmessungen von Kapazitäten, Induktivitäten und Zeitkonstanten. Bd. I. Präzisionsmessungen von Kapazitäten, dielektrischen Verlusten und Dielektrizitätskonstanten. 2. Aufl. Braunschweig, Vieweg 1956. — [11] ZICKNER, G.: Elektr. NachrTech. **7**, 443 (1930). — [12] ZICKNER, G. und W. WIESSNER: Zur Kapazität des Dreiplattenkondensators. — In Vorbereitung.

Dr. rer. nat. WERNER WIESSNER,
Braunschweig, Bundesallee 100,
Physikalisch-Technische Bundesanstalt.

Die Entionisierung in Gastrioden und -tetroden

Von ERNST KNOOP

Mit 14 Textabbildungen

(Eingegangen am 31. Oktober 1956)

Dem Entionisierungsvorgang in Gastrioden und -tetroden ist wegen seiner Bedeutung für die praktische Verwendung dieser Röhren schon sehr früh große Aufmerksamkeit gewidmet worden. Hier sind vor allem die Arbeiten von HULL [1], GLASER [2],

Spannungsverlaufes am Steuergitter der Röhre in Abhängigkeit von den äußeren Betriebsbedingungen. Daraus ergeben sich dann neue Begriffe, mit denen es möglich ist, den Entionisierungsverlauf genau zu beschreiben.

Die Löschung der Entladung in Gastrioden und -tetroden wird bei fast allen Verwendungsarten dieser Röhren durch Abschalten der Anodenspannung bewirkt. Es ist auch möglich, durch Anlegen einer größeren negativen Spannung an das Steuer- bzw. Schirmgitter der Röhren die Entladung zu beenden. Diese Methode erfordert aber bei großen Entladungsstromstärken sehr hohe negative Spannungen am Gitter, die für die Röhren große Gefahren bedeuten können. In der Impulstechnik sorgt man z. B. durch Parallelschaltung eines Kondensators zwischen Kathode und Anode der Röhre dafür, daß die Abschaltung der Anodenspannung durch die Entladung dieses Kondensators selbständig erfolgt, wobei ein genügend großer Ladewiderstand verhindern muß, daß sich der Kondensator während der Dauer des Entionisierungsvorganges merklich auflädt (vgl. Abb. 1).

Während der Entladung hat sich in der Röhre ein Plasma gebildet, welches sich von der Anode durch die Schirm- und Steuergitteröffnungen bis vor die Kathode erstreckt. Dabei ist zunächst nicht der gesamte Entladungsraum vom Plasma erfüllt, da die Entladung nur in einem durch die Gitteröffnungen bedingten Querschnitt brennt.

Im Augenblick des Löschens der Entladung bricht der Kathodenfall zusammen. Das Plasmapotential liegt dann auf Grund der negativen Raumladungsschicht vor der emittierenden Kathode um die Spannung U_p tiefer als das Kathodenpotential. In diese Raumladungsschicht strömen während des Entionisierungsvorganges aus dem Plasma Ionen ein, während gleichzeitig Elektronen auf Grund ihrer thermischen Energie aus der negativen Raumladungsschicht in das Plasma wandern.

Um das Steuergitter, das im allgemeinen über einen Gitterwiderstand R_g an eine negative Gittervorspannung U_g angeschlossen ist, bildet sich eine positive Raumladungsschicht aus, die zunächst den Einfluß der Gittervorspannung abschirmt. Über der Raumladungsschicht besteht ein Spannungsabfall U_{sg} , für den stets die Beziehung

$$J_g R_g + U_{sg} = U_p - U_g \quad (U_p < 0, U_g < 0) \quad (1)$$

gelten muß (Abb. 2). Darin bedeutet J_g den Gitterstrom. In diese Raumladungsschicht dringen sowohl positive Ionen als auch Elektronen wegen ihrer thermischen Geschwindigkeit ein. Die Zahl der Ionen bzw. Elektronen, die pro Zeiteinheit die Einheit der Grenzfläche zwischen Plasma und Raumladungsschicht durchdringen, errechnet sich aus der Gleichung

$$n = \frac{1}{4} N \bar{v}, \quad (2)$$

wo N die Dichte und \bar{v} den linearen Mittelwert der Geschwindigkeiten der Ionen bzw. Elektronen im

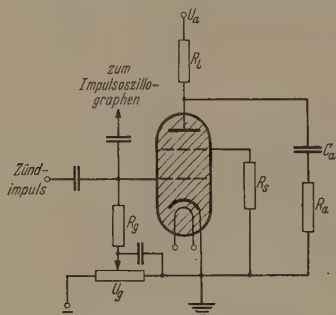


Abb. 1. Schaltung der zu untersuchenden Röhre.

KOCH [3, 4] und HERMANN [5] zu nennen. Zur Messung der zeitlichen Dauer des Entionisierungsvorganges sind die verschiedensten Methoden benutzt worden [6]—[12]. Es ist aber bei einem Vergleich der Ergebnisse dieser Messungen zu beachten, daß zur Charakterisierung des zeitlichen Entionisierungsverlaufes verschiedene Zeiten definiert wurden:

1. Die Entionisierungszeit (HULL 1929). Das ist die Zeitdauer vom Aufhören der Entladung in der

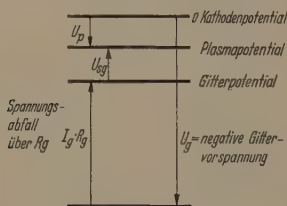


Abb. 2. Potentialverhältnisse im Steuergitterkreis.

Röhre bis zum Verschwinden sämtlicher Ionen aus dem Entladungsraum.

2. Die Freiwerdzeit (GLASER 1935), auch effektive Entionisierungszeit oder recovery-time genannt. Diese Zeit gibt an, wann nach Erlöschen der Entladung das Steuergitter seine Steuerfähigkeit zurückerlangt.

3. Die Verschlußzeit (KOCH 1937). Sie gibt den Zeitpunkt an, zu dem die Raumladungsschicht, die sich während der Entladung um die Steuerelektrode ausgebildet hat, nach Aufhören der Entladung in der Gitterebene zusammengewachsen ist.

Diese Zeiten charakterisieren nur einzelne Momente des gesamten Entionisierungsvorganges. Sie sind kaum exakt meßbar, wie z. B. die Entionisierungszeit, und außerdem noch von den Betriebsbedingungen der Röhren abhängig. Einen klareren Einblick in den zeitlichen Verlauf der Entionisierung eines Thyratrons gewinnt man durch oszillographische Beobachtung des

asma bedeuten. Da die thermische Geschwindigkeit der Elektronen im Plasma um ein Vielfaches größer ist als die der Ionen, dringen mehr Elektronen in die Raumladungsschicht ein als Ionen. Für die Elektronen stellt aber die Raumladungsschicht ein Gegenfeld dar, so daß nur ein geringer Bruchteil von ihnen die Gitterelektrode zu erreichen vermag. Stellt J_{g+} den durch das Auftreffen von Ionen auf das Gitter bedingten Gitterstromanteil dar und bedeutet J_{g-} den durch die Elektronen verursachten Anteil, so erhalten wir für den Gesamtgitterstrom

$$J_g = J_{g+} - J_{g-}. \quad (3)$$

Folgt der Gültigkeit der Beziehungen (1) und (3) stellt sich, solange die Plasmadichte noch genügend groß ist, über der Raumladungsschicht ein solcher Spannungsabfall U_{sg} ein, daß die Zahl der das Gitter erreichenden Ionen stets größer ist als die der Elektronen.

Besitzt die Röhre neben dem Steuergitter noch ein Schirmgitter, so gilt für den Schirmgitterstrom eine analoge Beziehung, wenn dieses Gitter über einen Widerstand R_s an eine negative Schirmgitterspannung angeschlossen ist. Ist dieses Gitter positiv vorgepannt, so überwiegt die Elektroneneinströmung. In den meisten Anwendungsfällen ist die Schirmgitterspannung gleich Null, so daß wir dann die Gleichung

$$(J_{s+} - J_{s-}) R_s + U_{ss} = U_p \quad (4)$$

erhalten, in der J_{s+} und J_{s-} die durch Ionen bzw. Elektronen bedingten Schirmgitterstromanteile und U_{ss} den Spannungsabfall über der Schirmgitterraumladungsschicht bedeuten (Abb. 3).

Isolierte Gefäßwände würden ein solches Potential annehmen, daß die Anzahlen der pro Zeiteinheit auf die Wände auftreffenden Ionen bzw. Elektronen einander gleich sind. Wenn man berücksichtigt, daß die Temperatur der Ladungsträger nach der Löschung der Entladung in kürzester Zeit auf die Temperatur des neutralen Gases abgesunken ist, ergibt sich, daß das Potential der Gefäßwände um die Spannung

$$U_{isol} = \frac{kT}{2q_0} \ln \frac{m_+}{m_-} \quad (5)$$

k = BOLTZMANN-Konstante; T = Temperatur des Gases; q_0 = Elementarladung; m_- , m_+ = Elektronen- bzw. Ionenmasse) tiefer liegen muß als das Plasmapotential. Bei den meisten der heute üblichen Gastrioden und -tetroden wird aber der ganze Entladungsraum von leitendem Material umgeben (vgl. Abb. 7 in [14]), welches in leitender Verbindung mit dem Steuergitter oder mit dem Schirmgitter steht.

Auch für die Anode, die während des Entionisierungsvorganges entweder über einen Widerstand mit der Kathode in Verbindung steht oder über einen Widerstand an einer kleinen positiven Spannung liegt oder auch über einen Anodenwiderstand an eine hohe negative Spannung angeschlossen ist, gelten ganz analoge Betrachtungen. Hier wollen wir annehmen, daß während der Entionisierung die Anodenspannung nicht negativ ist. Wir können so mit Sicherheit voraussetzen, daß die auf die Anode treffenden Ladungsträger im wesentlichen Elektronen sind und daß vor der Anode eine negative Raumladungsschicht liegt.

Die Abnahme der Ladungsträgerdichte im Plasma während des Entionisierungsvorganges kann man sich

zunächst einmal als Diffusionsvorgang vorstellen. Die Ladungsträger diffundieren dem Konzentrationsgradienten evtl. noch dem Gradienten eines geringen elektrischen Feldes folgend zu den Raumladungsschichten, in denen sie durch die elektrische Feldstärke zu den Elektroden beschleunigt werden. Eine Abnahme der Ladungsträgerdichte durch Rekombination kann auf Grund der Messungen von BIONDI und BROWN [15], [16] vernachlässigt werden. SPENKE und STEENBECK [17] haben im Anschluß an die Arbeiten von SCHOTTKY [18] gezeigt, daß die zeitliche Abnahme der Ladungsträgerdichte durch Diffusion an jedem Punkte des Entladungsraumes einem Exponentialgesetz

$$N(x, y, z, t) = N_0(x, y, z) e^{-\frac{t}{\theta_D}} \quad (6)$$

gehört, wobei θ_D eine Funktion des Diffusionskoeffizienten der Ladungsträger ist.

Beobachtet man den zeitlichen Verlauf der Spannung zwischen Gitter und Kathode eines Thyatrones während der Entladung und der nachfolgenden Entionisierung mit Hilfe eines Impulsozillographen, so erhält man das in Abb. 4 dargestellte Schirmbild. Vor der Zündung befindet sich das Gitter auf dem eingestellten Potential U_g . Während der Entladung (H)

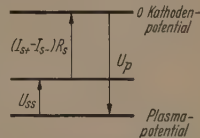


Abb. 3. Potentialverhältnisse im Schirmgitterkreis.

steigt das Gitterpotential mit dem Potential des sich bildenden Plasmas vermindert um den Spannungsabfall U_{sg} über der positiven Gitterraumladungsschicht an, um nach Beendigung der Entladung mit dem Plasmapotential nahezu auf das Kathodenpotential abzusinken, und behält dann während einer Zeit T_K dieses Potential bei. Da in dieser Zeit U_{sg} und U_p klein gegenüber U_g sind (vgl. Gleichung (1)), erhalten

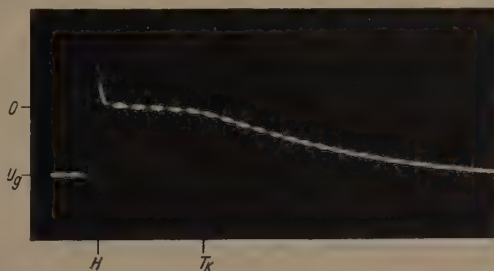


Abb. 4. Zeitlicher Verlauf des Potentials am Gitter eines Thyatrones während der Entladung und der anschließenden Entionisierung. (Erläuterungen im Text). Die Helligkeitsmodulation ergibt einen Zeitmarkenabstand von 1.35 μ sec.

wir für den während der Zeit T_K fließenden konstanten Gitterstrom den Wert

$$J_{g0} = \frac{U_g}{R_g}. \quad (7)$$

Hieran schließt sich ein Zeitbereich, in dem sich die zeitliche Abnahme des Gitterstromes durch eine Exponentialfunktion beschreiben läßt:

$$J_g(t) = J_{g0} e^{-\frac{t - T_K}{\theta_E}} = \frac{U_g}{R_g} e^{-\frac{t - T_K}{\theta_E}} \quad (t \geq T_K). \quad (8)$$

Dabei muß man sich im klaren sein, daß dieser Vorgang nicht exakt exponentiell verläuft, da die Besei-

tigung des Plasmas nicht unendlich lange dauern kann. Die Gleichung (8) stellt aber eine recht gute Näherung dar. Derartige zeitliche Verläufe des Gitterstromes sind von KNEPKAMP [19], KOCH [3] und MALTER und JOHNSON [10] untersucht worden. Diese Autoren

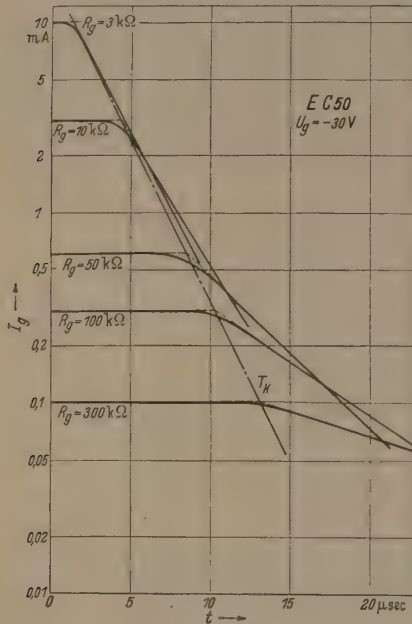


Abb. 5. Zeitlicher Verlauf des Gitterstromes bei verschiedenen Gitterwiderständen in einer heliumgefüllten Gastriode.

setzen die experimentell bestimmten „Entionisierungszeitkonstanten“ ϑ_E der Gleichung (8) gleich der Zeitkonstanten ϑ_D in Gleichung (6). Es konnte vom Verfasser in einer früheren Arbeit [12] gezeigt werden, daß ϑ_E in hohem Maße vom Gitterwiderstand R_g und von der Gittervorspannung U_g abhängt. Dagegen dürfte

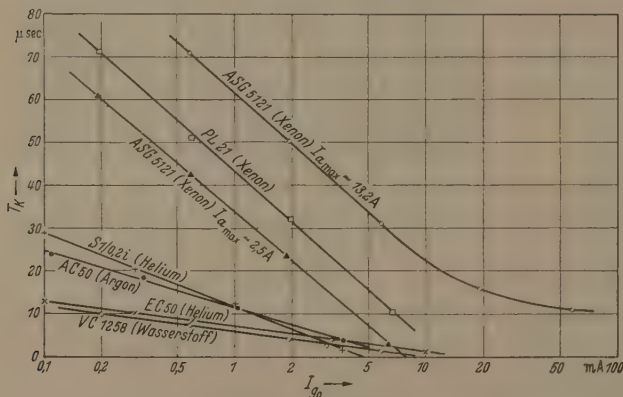


Abb. 6. T_K als Funktion von $\ln J_{g0}$ für einige handelsübliche Röhren.

sich die Zeitkonstante ϑ_D , die eine Funktion des Diffusionskoeffizienten der Ladungsträger ist, nicht ändern, denn die Temperatur der Ladungsträger sinkt nach Löschung der Entladung bereits in kürzester Zeit auf die Temperatur des neutralen Gases ab. Es müssen für die Entionisierung von Gastrioden und -tetroden

noch andere Faktoren eine Rolle spielen, und man darf nicht ohne weiteres die bei diesen Röhren gemessenen Entionisierungszeitkonstanten zur Berechnung von Diffusionskoeffizienten von Edelgasen verwenden wie es KNEPKAMP [19] getan hat.

In Abb. 5 sind die Gitterströme der Gastriode EC 50 in logarithmischem Maßstab in Abhängigkeit von der Zeit bei verschiedenen Gitterwiderständen R_g und bei konstanter Gittervorspannung U_g dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Meßpunkte für die abnehmenden Gitterströme auf Geraden mit verschiedener Neigung liegen, d. h. daß die Zeitkonstante ϑ_E vom Gitterwiderstand abhängt. Ferner zeigt sich, daß die Knickpunkte im zeitlichen Verlauf der Gitter

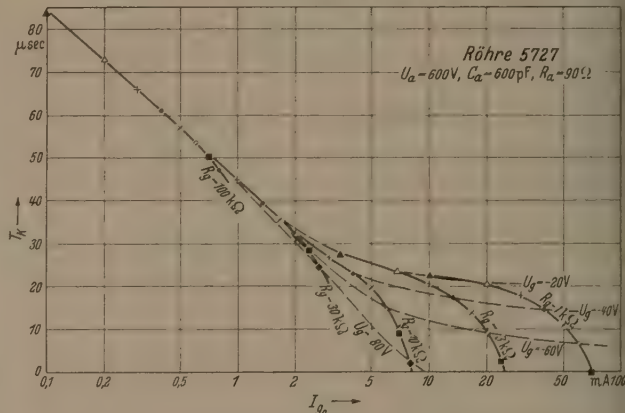


Abb. 7. T_K als Funktion von $\ln J_{g0}$ bei verschiedenen Gitterwiderständen und Gittervorspannungen für die Röhre 5727.

ströme auch auf einer Geraden liegen, deren Neigung aber nicht mit der der Geraden für den abnehmenden Gitterstrom übereinstimmt.

Durch diese Knickpunkte wird ja die Zeit T_K , in der der Gitterstrom konstant bleibt, festgelegt. Wir wollen uns zunächst mit der Abhängigkeit dieser Zeit von den verschiedenen Betriebsbedingungen beschäftigen. Die Abb. 5 stellt gleichzeitig T_K als Funktion von J_{g0} bei konstanter Gittervorspannung dar. In Abb. 6 sind weitere Meßergebnisse über die Abhängigkeit der Zeit T_K vom Gitterstrom für verschiedene handelsüblich gasgefüllte Röhren wiedergegeben. Es ergibt sich immer ein linearer Zusammenhang zwischen T_K und $\ln J_{g0}$, vorausgesetzt, daß der Gitterstrom nicht zu groß wird, wie die Meßergebnisse für die Röhre ASG 5121 zeigen. Eine näher Untersuchung dieser Abweichung bei der Röhre 5727 ergibt die in Abb. 7 dargestellten Ergebnisse. Hierbei wurde einmal der Gitterwiderstand und dann die Gittervorspannung als Parameter gewählt. Schließlich zeigt die Abb. 8 die gemessene Abhängigkeit der Zeit T_K von der maximalen Entladungsstromstärke J_{amax} für verschiedene handelsübliche Röhren. Auch hier finden wir zwischen T_K und $\ln J_{amax}$ einen linearen Zusammenhang.

Um diese Meßergebnisse zu verstehen muß man folgende Tatsachen berücksichtigen:

Zwischen der Dicke b der Gitterraumladungsschicht um das Steuergitter, der Stromdichte j_g in der Raumladungsschicht und dem Spannungsabfall über der Schicht besteht die Beziehung

$$b = c \cdot \frac{U_g^{2/3}}{j_g^{1/3}}, \quad (9)$$

vor vorausgesetzt wurde, daß die Geschwindigkeit der Ionen in der Schicht proportional der Feldstärke ist, weil die freie Weglänge der Ionen kleiner als die Schichtdicke b ist. Die Größe c in Gleichung (9) stellt eine Konstante dar, die von der Masse der Ionen und dem Druck des Gases abhängt.

Da in Gleichung (1) $U_p \ll U_g$ gesetzt werden kann, erhalten wir die neue Beziehung

$$J_g R_g + U_{g0} = -U_g. \quad (1a)$$

Wir wollen nun in Anlehnung an die Überlegungen von KNOOP und STEENBECK annehmen, daß die Dichte der Ladungsträger im Plasma exponentiell mit der Zeit abnimmt (vgl. Gl. (6)). Dabei soll zunächst noch nichts über den Mechanismus im einzelnen ausgesagt werden, und wir wollen daher der Zeitkonstanten für die exponentielle Abnahme der Ladungsträgerdichte einen anderen Index geben und sie mit θ_K bezeichnen. Lange die Trägerdichte im Plasma noch sehr groß ist, werden die Dicke der Gitterraumladungsschicht und die Spannung U_{g0} über der Schicht klein sein. U_{g0} ist sicher nicht größer als $1/10$ Volt. Mit abnehmender Plasmadichte sinkt die Zahl der auf Grund ihrer thermischen Geschwindigkeit in die Raumladungsschicht eindringenden Ionen und Elektronen. Das hat zur Folge, daß der Gitterstrom J_g abnimmt, wodurch auf Grund der Gleichung (1a) größer werden muß. Aus es ist nach Gleichung (9) gleichbedeutend mit dem Hineinwachsen der Schicht in das Plasma. Dadurch werden zusätzliche Ladungsträger in die Schicht hineingelassen und somit der Abnahme des Gitterstromes entgegenwirken. Die Zahl der in die Schicht gelangenden Elektronen sinkt relativ stärker ab als die der Ionen, da infolge des wachsenden Spannungsabfalls über der Schicht immer weniger Elektronen die Gegenionisierung in der Schicht überwinden können. Schließlich werden nur noch Ionen auf das Gitter gelangen. Wenn dann wird durch das weitere Hineinwachsen der Raumladungsschicht ein nahezu konstanter Gitterstrom aufrechterhalten, bis schließlich die Raumladungsschicht in der Gitterebene von allen Seiten zum Hineinzuwachsen beginnt. Dann muß eine merkliche Abnahme des Gitterstromes einsetzen. Wir setzen die Zeit T_K gleich der Verschlußzeit.

Zur Berechnung von T_K müssen wir davon ausgehen, daß der durch das Auftreffen von Ionen auf das Gitter bedingte Gitterstrom J_{g+} aus zwei Anteilen besteht. Er wird verursacht

1. durch die Ionen, die auf Grund ihrer thermischen Geschwindigkeit in die Raumladungsschicht eindringen und

2. durch die Ionen, die auf Grund des Hineinwachsens der Raumladungsschicht in das Plasma zusätzlich auf das Gitter gelangen.

Es ist also

$$J_{g+}(t) = \frac{1}{4} \bar{v} N(t) q_0 F + \frac{db}{dt} N(t) q_0 F. \quad (10)$$

In dieser Beziehung bedeuten \bar{v} die thermische Geschwindigkeit der Ionen, $N(t)$ die Dichte der Ladungs-

träger im Plasma, $\frac{db}{dt}$ die Wachstumsgeschwindigkeit der Raumladungsschicht und F die Oberfläche der Raumladungsschicht. Sowohl F als auch $\frac{db}{dt}$ sind noch von der Zeit abhängig, was hier vernachlässigt werden soll. Unter der Voraussetzung, daß die Plasmadichte exponentiell mit der Zeit abnimmt, gewinnen wir aus Gleichung (10)

$$J_{g+}(t) = q_0 F N_0 \left(\frac{\bar{v}}{4} + \frac{db}{dt} \right) e^{-\frac{t}{\theta_K}}. \quad (11)$$

Die Ladungsträgerdichte N_0 ist proportional der maximalen Stromstärke in der Entladung J_{amax} , und wir können daher schreiben

$$J_{g+}(t) = c_1 q_0 F J_{amax} \left(\frac{\bar{v}}{4} + \frac{db}{dt} \right) e^{-\frac{t}{\theta_K}}. \quad (12)$$

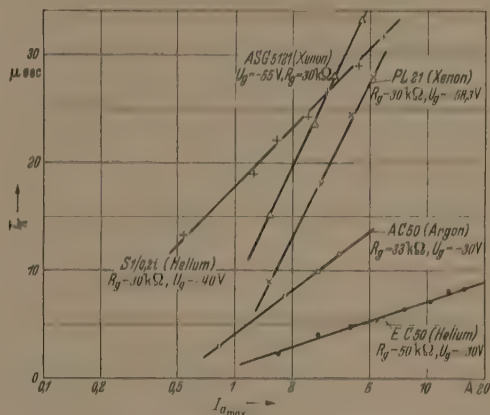


Abb. 8. T_K als Funktion von $\ln J_{amax}$ für verschiedene handelsübliche Gastrioden und -tetroden.

Da T_K die Zeit bedeutet, in der der Gitterstrom konstant gleich J_{g+} bleibt, und da zur Zeit $t = T_K$ der Gitterstrom nur noch durch den Ionenstrom durch die Raumladungsschicht bewirkt wird, erhalten wir

$$J_{g+}(T_K) = J_{g+} = \frac{U_g}{R_g} = c_1 q_0 F J_{amax} \left(\frac{\bar{v}}{4} + \frac{db}{dt} \right) e^{-\frac{T_K}{\theta_K}}. \quad (13)$$

Es ist also

$$T_K = \theta_K \left[\ln J_{amax} - \ln J_{g+} + \ln \left(c_1 q_0 F \left(\frac{\bar{v}}{4} + \frac{db}{dt} \right) \right) \right]. \quad (14)$$

Diese Beziehung gibt die in den Abb. 6, 7 und 8 dargestellte lineare Abhängigkeit der Zeit T_K von $\ln J_{g+}$ und $\ln J_{amax}$ wieder, und aus der Steigung der Geraden läßt sich sofort die Zeitkonstante θ_K bestimmen. In der Tabelle 1 sind die aus den Kurven ermittelten Werte θ_K für einige handelsübliche Röhren zusammengestellt.

Tabelle 1. Bestimmung von θ_K aus den Messungen von

Röhrentype	Gasfüllung	$T_K - I(J_{amax})$ θ_K	$T_K - I(J_{g+})$ θ_K
VC 1258	Wasserstoff		2,6 μsec
EC 50	Helium	2,6 μsec	2,6 μsec
S 1/0,2 i	Helium	7,9 μsec	7,9 μsec
AC 50	Argon	6,3 μsec	5,9 μsec
PL 21	Xenon	15,5 μsec	17,2 μsec
ASG 5121	Xenon	16,3 μsec	17,4 μsec
5727	Xenon		17,4 μsec

Wie aus dieser Tabelle ersichtlich ist, nimmt die Zeitkonstante ϑ_K mit wachsender Masse der Ladungsträger zu. Das war zu erwarten, denn ϑ_K ist sicher auch eine Funktion des Diffusionskoeffizienten.

Die in Abb. 6 und 7 auftretenden Abweichungen haben folgende Ursachen:

1. bei stärkerem Gitterstrom $J_{g_0} = \frac{U_g}{R_g}$ muß auch die Geschwindigkeit des Hineinwachsens der Raum-

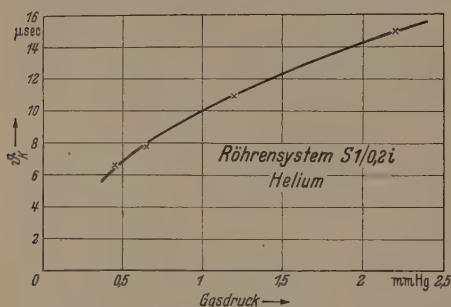


Abb. 9. Abhängigkeit der Zeitkonstanten ϑ_K vom Druck bei Röhren vom Typ der S 1/0,2l.

ladungsschicht in das Plasma größer sein. Die in Gleichung (14) auftretende Größe $\frac{db}{dt}$ muß dann stärker gegenüber $\frac{\bar{v}}{4}$ ins Gewicht fallen. Die Folge davon ist, daß während des Entionisierungsvorganges ein konstanter Gitterstrom längere Zeit aufrechterhalten werden kann als in dem Falle, wo nur die auf Grund ihrer thermischen Geschwindigkeit in die Raumladungsschicht eindringenden Ionen den Gitterstrom bewirken. Das bedeutet, daß T_K größer sein wird.

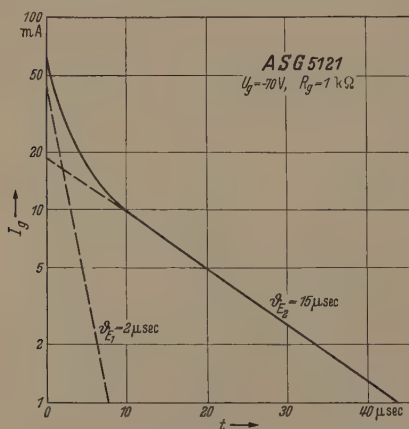


Abb. 10. In J_g als Funktion der Zeit bei starkem Gitterstrom.

2. Die verschiedenen starken Abweichungen von der linearen Abhängigkeit zwischen T_K und $\ln J_{g_0}$ bei verschiedenen festen Gittervorspannungen sind damit zu erklären, daß die Raumladungsschichtdicke b beim Beginn der Entionisierung bei konstantem J_{g_0} aber verschiedener Vorspannung U_g nicht dieselbe ist. Bei größerer Gittervorspannung U_g ist die Spannung über der Gitterraumladungsschicht und damit die Schichtdicke b beim Einsetzen der Entionisierung größer, so

daß für das Zusammenwachsen der Raumladungsschicht nur eine kleinere Zeit erforderlich ist.

In Abb. 9 sind schließlich noch die Ergebnisse von Messungen über die Abhängigkeit der Zeitkonstanten ϑ_K vom Druck der Gasfüllung dargestellt. Die Untersuchungen wurden an Röhren vom System der S 1/0,2l, die mit Helium gefüllt wurden (vgl. [14]), durchgeführt. Die auf Grund der kinetischen Gastheorie zu erwartende Proportionalität zwischen ϑ_K und dem Druck des Gases konnte dabei nicht gefunden werden.

Unter der Voraussetzung, daß die Zeit T_K , in der ein konstanter Gitterstrom J_{g_0} fließt, identisch ist mit der Verschußzeit, die den Zeitpunkt des Zusammenwachsens der Gitterraumladungsschicht, in der Gitterebene nach Einsetzen des Entionisierungsvorganges angibt, wird es auch verständlich, warum die diesen Vorgang bestimmende Zeitkonstante ϑ_K nicht mit der durch Gleichung (8) definierten Zeitkonstanten ϑ für die exponentielle Abnahme des Gitterstromes übereinstimmt (vgl. Abb. 5). Durch das Zusammenwachsen der Gitterraumladungsschicht wird nämlich das im Entladungsraum noch befindliche Restplasma in zwei Teile geteilt.

Das Restplasma im Gitteranodenraum einer Triode wird umschlossen von der Anode, welche bei unseren Untersuchungen auf Nullpotential oder auf geringem positivem Potential lag, und vom Steuergitter, welches zunehmend negatives Potential besitzt. Bei einer Tetrode (vgl. Abb. 7 in [14]) ist das Restplasma im Gitteranodenraum umgeben von der Anode, vom Schirmgitter, welches auf Nullpotential liegt, und vom Steuergitter. Bei der Triode werden in die Anode Elektronen einströmen und in das Gitter Ionen. Auch das Schirmgitter bei der Tetrode wird sicher Elektronen aufnehmen. Dabei muß aus Kontinuitätsgründen in gleichen Zeitabschnitten die Zahl der auf das Schirmgitter und Anode treffenden Elektronen gleich der auf das Gitter treffenden Ionen sein.

Im Gitterkathodenraum der Triode werden in das Steuergitter und in die negative Raumladungswolk vor der Kathode Ionen eindringen, und aus der Raumladungsschicht vor der Kathode werden Elektronen in das Plasma wandern. Bei der Tetrode liegen die Verhältnisse im Gitterkathodenraum wieder anders. Da das Schirmgitter über den Widerstand R_g mit der Kathode verbunden ist, fallen hier Elektronen auf das Schirmgitter und Ionen auf das Steuergitter.

Diese Überlegungen zeigen, daß die Entionisierungsvorgänge in den beiden durch die zusammen gewachsene Gitterraumladungsschicht getrennten Räumen des Elektrodensystems verschieden ablaufen müssen. Dieses wird bestätigt durch das in Abb. 1 dargestellte Meßergebnis, welches den zeitlichen Verlauf des Gitterstromes bei sehr hoher Gittervorspannung und sehr niedrigem Gitterwiderstand wiedergibt. Bei solchen extremen Betriebsbedingungen tritt bereits mit Löschen der Entladung sofort eine Abnahme des Gitterstromes ein. T_K ist also gleich Null; das bedeutet, daß bereits zu Beginn des Entionisierungsvorganges infolge des hohen Gitterstromes die Gitterraumladungsschicht in der Gitterebene zusammen gewachsen ist. Es erscheint zunächst unwahrscheinlich, daß es bei solchen extremen Betriebsbedingungen überhaupt möglich ist, die Röhre zu zünden. Ein Zündung erreicht man aber trotzdem, wenn man einen so hohen Zündimpuls mit ausreichender Impulsdauer

wendet, daß das Gitter während der Zündung noch positiv bleibt. Den zeitlichen Verlauf des Gitterstromes kann man durch eine Summe von zwei Exponentialfunktionen mit verschiedenen Zeitkonstanten ϑ_1 und ϑ_2 beschreiben. Es liegt nahe, die größere Zeitkonstante der Entionisierung des Gitteranoden-

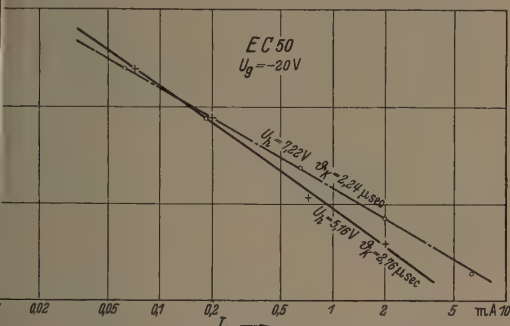


Abb. 11. T_K als Funktion von $\ln J_{g0}$ bei zwei verschiedenen Heizspannungen für die EC 50.

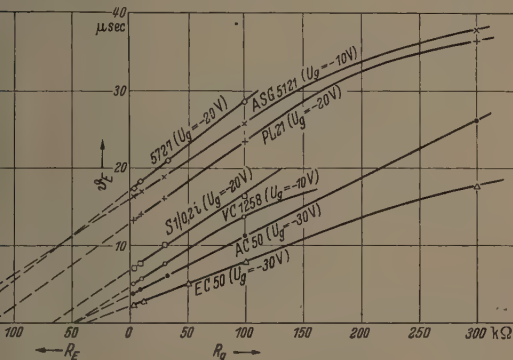


Abb. 12. ϑ_E als Funktion von R_g für verschiedene Gastrioden und -tetroden.

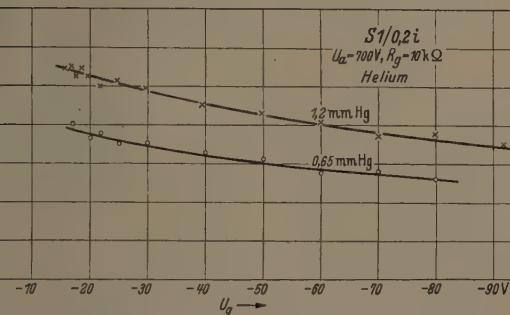


Abb. 13. Abhängigkeit der Zeitkonstanten ϑ_E von der negativen Gittervorspannung für die Röhre S 1/0,2i mit Heliumfüllung bei zwei verschiedenen Gasdrücken.

raumes und die kleinere dem Entionisierungsvorgang im Gitterkathodenraum zuzuschreiben, weil letzterer mit der emittierenden Kathode in Verbindung steht. Daß die Glühkathode einen wesentlichen Einfluß auf den Entionisierungsablauf ausübt, erkennt man aus Abb. 11, in der T_K als Funktion von $\ln J_{g0}$ für die EC 50 bei zwei verschiedenen Heizspannungen dargestellt ist. Für eine Heizspannung $U_h = 7,22$ Volt erhält man eine Zeitkonstante $\vartheta_K = 2,24 \mu\text{sec}$ und bei $U_h = 5,16$ Volt den Wert $\vartheta_K = 2,76 \mu\text{sec}$. Daß

die Kurve bei der niedrigeren Heizspannung im Mittel kleinere Werte für T_K ergibt, liegt daran, daß bei kleinerer Heizspannung auch die maximale Entladungsstromstärke geringer ist.

Jetzt können wir auch die Frage beantworten, warum ϑ_K nicht mit ϑ_E übereinstimmt und warum ϑ_E im allgemeinen größer ist als ϑ_K . Solange die Gitterraumladungsschicht in der Gitterebene nicht zusammengewachsen ist, d. h. innerhalb der Zeit T_K , steht das gesamte Plasma mit der emittierenden Kathode in Verbindung. Sobald aber die Gitterraumladungsschicht das Plasma im Gitteranodenraum vom Plasma im Gitterkathodenraum getrennt hat, vollzieht sich die Entionisierung in den beiden Räumen unabhängig voneinander und verschieden schnell. Die exponentielle Abnahme des Gitterstromes wird im wesentlichen durch die langsamere Entionisierung des Gitteranodenraumes bestimmt, da dieser nicht mehr mit der emittierenden Kathode in Verbindung steht.

In Abb. 12 ist nun die Abhängigkeit der Zeitkonstanten ϑ_E für die exponentielle Abnahme des Gitterstromes in Abhängigkeit vom Gitterwiderstand R_g für verschiedene Gastrioden und -tetroden dargestellt. Wir finden wenigstens für nicht zu große Gitterwiderstände einen linearen Zusammenhang zwi-

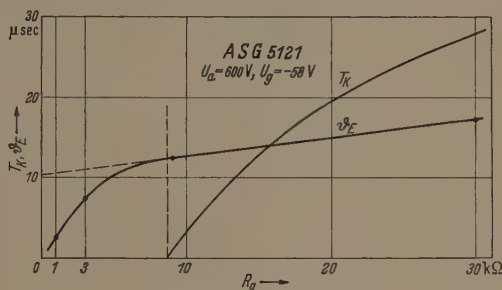


Abb. 14. ϑ_E und T_K der Röhre ASG 5121 bei kleinen Gitterwiderständen.

schen ϑ_E und R_g :

$$\vartheta_E = C_E (R_E + R_g), \quad (15)$$

in welchem die Konstante R_E die Dimension eines Widerstandes hat und die Konstante C_E die Dimension einer Kapazität. Man kann also den Entionisierungsvorgang, der durch die Zeitkonstante ϑ_E charakterisiert wird, vergleichen mit der Entladung eines Kondensators der Kapazität C_E über den Gitterwiderstand R_g und einen zusätzlichen Widerstand R_E , welchen man als den inneren Widerstand des Restplasmas ansehen kann. C_E ist ein Maß für die Ladung, die zur Zeit T_K noch im Entladungsraum vorhanden ist, und muß von der Art der Gasfüllung und von der Geometrie des Elektrodensystems abhängen. Von der Gittervorspannung U_g scheint C_E unabhängig zu sein. Die in Abb. 13 dargestellte Abhängigkeit der Zeitkonstanten ϑ_E von der Gittervorspannung wird bedingt durch die Tatsache, daß R_E mit wachsender Gittervorspannung abnimmt. Die Abhängigkeit der Zeitkonstanten vom Gasdruck scheint auch durch die Zunahme von R_E mit wachsendem Gasdruck bedingt zu sein. Schließlich kann man aus den Kurven der Abb. 12 noch schließen, daß R_E mit zunehmender Masse der Ladungsträger ansteigt.

Bei großen Gitterwiderständen tritt eine Abweichung vom linearen Zusammenhang der Gleichung (15) auf

in der Weise, daß ϑ_E mit steigendem Gitterwiderstand einem Grenzwert zuzustreben scheint. Dieser konnte nicht gemessen werden, da wegen der gleichzeitigen Zunahme von T_K mit wachsendem R_g der Zeitmeßbereich des verwendeten Oszillographen überschritten wurde. Aus den durchgeführten Messungen läßt sich schließen, daß der Grenzwert von ϑ_E mit zunehmender Massenzahl der Ladungsträger anwächst. Auch bei kleinen Gitterwiderständen zeigt sich eine Abweichung. ϑ_E nimmt dann mit kleiner werdendem R_g wesentlich stärker ab als durch die Bezeichnung (15) angegeben wird. Wie die Abb. 14 zeigt, beginnt die stärkere Abnahme von ϑ_E bei dem Widerstandswert R_g , für den $T_K = 0$ wird. Das bedeutet, daß bei diesem Widerstandswert infolge des hohen Gitterstromes die Gitterraumladungsschicht bereits bei Beginn des Entionisierungsvorganges in der Gitterebene zusammengewachsen ist und bei noch größeren Gitterströmen schon weit in die beiden getrennten Entladungsräume hineinreicht.

Die Meßergebnisse zeigen also, daß der Entionisierungsvorgang in Gastrioden und -tetroden nicht in der einfachen Weise beschrieben werden kann, wie es bisher geschehen ist, und daß die Schnelligkeit des Entionisierungsablaufes sehr stark durch eine Elektronen emittierende Kathode und durch die Größe der über die Elektroden abfließenden Ströme beeinflusst wird. Solange ein Plasma nicht mit einer Glühkathode in Verbindung steht und auch die Gitterströme sehr gering bleiben, erhalten wir eine Zeitkonstante für die exponentielle Abnahme der Ladungsträger, die identisch ist mit dem Grenzwert, dem die in Abb. 12 aufgetragenen Werte von ϑ_E zustreben und den wir jetzt mit ϑ_D (vergleiche Gleichung (6)) bezeichnen können. Bevor die Gitterraumladungsschicht zusammengewachsen ist, d. h. innerhalb der Zeit T_K , die wir gleich der Verschlußzeit gesetzt haben, steht der gesamte Entladungsraum mit der Kathode in Verbindung und die Abnahme der Ladungsträger wird durch die Zeitkonstante ϑ_K charakterisiert, wobei $\vartheta_K < \vartheta_D$ ist. Schließlich nach dem Zusammenwachsen der Gitterraumladungsschicht vollzieht sich die Entionisierung im Gitteranodenraum unabhängig von der des Gitterkathodenraumes. Dabei müssen wir der Abnahme der Ladungsträger im Gitteranodenraum eine größere Zeitkonstante zuordnen als der im Gitterkathodenraum. In den meisten Fällen wird die Entionisierung des Gitterkathodenraumes im Gitterstrom durch die Entionisierung des Gitteranodenraumes überdeckt. Für die hier auftretende Zeitkonstante ϑ_E muß gelten:

$$\vartheta_K < \vartheta_E < \vartheta_D. \quad (16)$$

Die Verschlußzeiten T_K und die Entionisierungszeitkonstanten ϑ_E für handelsübliche Röhren sind aus den oben aufgeführten Meßergebnissen zu entnehmen und gestatten es, den Entionisierungsvorgang bei bestimmten Betriebsbedingungen zeitlich zu erfassen.

Der Wert dieser Untersuchungen für die praktische Verwendung dieser Röhren liegt vor allem darin, daß man durch die Bemessung der äußeren Schaltelemente

und Spannungen einen Einfluß auf den Entionisierungsablauf ausüben kann. Natürlich muß man dabei einen Kompromiß schließen, da auch die Zündempfindlichkeit von den äußeren Betriebsbedingungen abhängt. Kleine Gitterwiderstände und große negative Gittervorspannungen bewirken zwar eine schnelle Entionisierung der Röhre, verursachen aber eine geringe Zündempfindlichkeit und eine größere Zündverzögerungszeit [14]. Es ist selbstverständlich, daß man hohe Impulsfrequenzen nur Röhren mit kurzer Entionisierungsdauer, d. h. Röhren mit Wasserstoff oder Heliumfüllung geringen Druckes verwenden darf. Für die Weiterentwicklung der gasgefüllten Röhren folgt aus diesen Untersuchungen, daß man den Entionisierungsvorgang sicher beschleunigen kann, wenn man die Gitteröffnungen erweitert und wenn man Kathoden mit großer Emission verwendet.

Zusammenfassung

Es wird der Entionisierungsablauf in Gastrioden und -tetroden durch Beobachtung des zeitlichen Spannungsverlaufes am Steuergitter der Röhren untersucht. Er wird charakterisiert durch die Zeit T_K , in der ein konstanter Gitterstrom fließt und die der Verschlußzeit des Gitters gleichgesetzt wird, und durch die Zeitkonstante ϑ_E der anschließenden exponentiellen Abnahme des Gitterstromes. Die Arbeit behandelt die Abhängigkeit dieser Größen von den äußeren Betriebsbedingungen und bringt Zahlenangaben für mehrere handelsübliche Röhren. Es zeigt sich, daß man durch die Bemessung der äußeren Schaltelemente und durch die Betriebsbedingungen einen wesentlichen Einfluß auf die zeitliche Dauer des Entionisierungsvorganges ausüben kann.

Dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Dr. W. KROEBEL, bin ich für viele Anregungen und für die ständige Hilfsbereitschaft zu großem Dank verpflichtet. Außerdem möchte ich der Röhrenfabrik der AEG insbesondere Herrn Dr. W. RÖHDE, für die freundliche Unterstützung der Arbeit herzlich danken.

Literatur: [1] HULL, A. W.: Gen. Electr. Rev. **32**, 21 (1929). — [2] GLASER, A.: Jb. d. Forsch. Inst. d. AEG **4**, 135 (1933/35). — [3] KOCH, W.: Jb. d. Forsch. Inst. d. AEG **4**, 141 (1936/37). — [4] KOCH, W.: Z. techn. Phys. **17**, 446 (1936). — [5] HERMANN, P. K.: Arch. f. Elektrotechn. **30**, 553 (1936). — [6] OSTENDORF, W.: E. T. Z. **59**, 87 (1938). — [7] DE KNIGHT, W.: Proc. I. E. E. **96**, part III, 257 (1949). — [8] WITTENBERG, H. H.: Electr. Engng. N. Y. **69**, 823 (1950). — [9] HESS, K. W.: Phil. techn. Rdsch. **12**, 181 (1950/51). — [10] MALTER, L. u. E. O. JOHNSON: R. C. A. Rev. **11**, 16 (1950). — [11] JOHNSON, E. O. u. L. MALTER: R. C. A. Rev. **11**, 178 (1950). — [12] KNOOP, E.: Z. angew. Phys. **4**, 38 (1952). — [13] KNOOP, E.: Z. angew. Phys. **5**, 105 (1953). — [14] KNOOP, E.: Z. angew. Phys. **7**, 366 (1955). — [15] BOND, M. A. u. S. C. BROHN: Phys. Rev. **75**, 1700 (1949). — [16] BOND, M. A. u. S. C. BROWN: Phys. Rev. **76**, 1697 (1949). — [17] SPENKE, E. u. M. STEENBECK: Wiss. Veröff. a. d. Siemens Werken **15**, H. 2, 18 (1936). — [18] SCHOTTKY, W. Phys. Zeitschr. **25**, 342 u. 635 (1924). — [19] KNIEPKAMP, H. Wiss. Veröff. a. d. Siemens Werken **15**, H. 2, 25 (1936).

Dozent Dr. ERNST KNOOP

Institut für angewandte Physik der
Universität Kiel

Über eine Röntgenröhre für Feinstrukturzwecke mit wassergekühlter Drehanode

Von G. BECHERER, O. BRÜMMER und D. RIENÄCKER

Mit 7 Textabbildungen

(Eingegangen am 12. November 1956)

Eine Arbeitsrichtung in der Festkörper- und Metallphysik befaßt sich mit den zeitlichen Veränderungen im Kristall oder kristallinem Haufwerk bei mechanischen, elektrischen, chemischen oder thermischen Beanspruchungen. Die verschiedensten physikalischen Methoden werden bisher mit mehr oder weniger Erfolg zu diesen Untersuchungen herangezogen. Besonders wertvolle Ergebnisse bzw. Ergänzungen sind aus Röntgen-Feinstrukturuntersuchungen zu erwarten, wenn es gelingt, ein Feinstruktur-Diagramm in der für den Ablauf einer Veränderung im Haufwerk benötigten Zeit zu exponieren.

Aus diesen Gründen ist die Röntgentechnik noch immer bestrebt, die Leistungsfähigkeit der Anlagen zu steigern. — Neuere Entwicklungen von leistungsstarken Röntgenröhren (mit und ohne Drehanode) für Feinstrukturuntersuchungen sind in [15] referiert. — Dies muß einmal durch Anpassung an den jeweiligen Verwendungszweck, also durch wirkungsvolle Ausnutzung der Strahlung und zum anderen durch Erhöhung der Röhrenleistung geschehen. Für spezielle Zwecke wird der Einsatz von Zählrohranordnungen und Bildverstärker zusätzliche Vorteile bringen.

Die im folgenden beschriebene Röntgenanlage mit Drehanode für Feinstrukturzwecke, die eine beträchtliche Herabsetzung der Belichtungszeit gestattet, ist zugleich zur Kinetographie von Feinstrukturinterferenzen bei Anwendung fokussierender Aufnahmeverfahren geeignet. Für ihre Konstruktion waren folgende Gesichtspunkte maßgebend:

1. Wenn von einer Interferenzlinie die Lage und der Integralwert der Intensität ermittelt werden sollen, so sind bei dem DEBYE-SCHERRER-Rückstrahlverfahren vorteilhaft Blenden mit einem Durchmesser von 0,5—1 mm zu verwenden [1]. Blendengrößen unterhalb dieser Werte lassen die erforderliche Expositionszeit in einem Maße anwachsen, der die durch größere Linienschärfe erreichbare Meßgenauigkeit nicht entspricht. Aus der natürlichen Linienbreite bei Verwendung einer monochromatischen Röntgenstrahlung (z. B. $\text{CuK}\alpha$ -Strahlung mit $\Delta\lambda = 6 \cdot 10^{-4}$ Å) folgt in der Tat, daß die genannten Blendengrößen nicht wesentlich unterschritten werden brauchen. Es genügt, die Blenden in der Größe der zu erwartenden Breite des DEBYE-SCHERRER-Ringes zu halten. Z. B. beträgt letztere für die (511)-Interferenz des ungestörten Al-Gitters bei einem Präparatabstand von 51 mm $\Delta r = 0,35$ mm [2].

2. Der Brennfleck einer Röntgenröhre darf nicht größer sein als der Durchmesser des Blendensystems, wenn sein gesamtes Areal zur Bestrahlung des Präparates beitragen soll. Ist er kleiner oder zumindest gleich groß, dann läßt sich die Parallelstrahlblende durch eine Lochblende und diese bei fokussierenden Methoden wiederum durch den Punktfokus selbst ersetzen, und es ist nur noch eine sinnvolle Strahlenbegrenzung erforderlich.

3. Wird die Strahlungsdichte des Brennfleckes zusätzlich durch Erhöhung der spezifischen Belastung

gesteigert, so liegen die Belichtungszeiten in der Größenordnung von Sekunden bzw. Minuten (s. u.). Bei einem Feinstfokus läßt sich z. B. die spezifische Belastung noch höher treiben, weil besonders günstige Verhältnisse für die Wärmeableitung in das Anodeninnere vorliegen. Mit einer „Mikrofokus“-Röntgenröhre nach EHRENBERG und SPEAR [3] (Brennfleckgröße 0,03 mm \varnothing , spezifische Belastung $\sim 37 \text{ kW/mm}^2$) wird ein DEBYE-SCHERRER-Diagramm in 9 bis 15 Minuten exponiert¹. Es ist aber zu beachten, daß bei extrem kleinen Brennfleckgrößen die Intensität des Reflexes nicht mehr von der spezifischen Belastung, sondern von der Integralintensität des Brennfleckes abhängt [4]. Zum Erreichen kürzester Expositionszeiten muß eine Zwischenlösung gefunden werden, die von den jeweiligen experimentellen Verhältnissen abhängt.

Bei den im folgenden verwendeten Brennfleckgrößen von 0,5—1 mm Durchmesser zeigt eine Abschätzung [5], daß ein 1 mm breiter Elektronenstrahl mit einer spezifischen Belastung von 170 W/mm^2 die Oberfläche einer ungekühlten Kupferplatte in einer Sekunde auf die Schmelztemperatur erwärmt. Die Kühlung der Anodenplatte kann zunächst durch ein Kühlmittel erfolgen, das in einer bestimmten Tiefe unter der Anodenoberfläche mit großer Geschwindigkeit strömt und die Wärme abführt. Dies ist solange sinnvoll, wie die Kühlwassergeschwindigkeit ausreicht, um an der Anodeninnenwand eine solche Temperatur aufrecht zu erhalten, so daß auf der Oberfläche der Schmelzpunkt oder eine charakteristische Grenztemperatur [6] nicht überschritten wird. Erfahrungsgemäß werden auf diese Weise zulässige Dauerbelastungen von 70 bis 100 W/mm^2 erreicht. Soll die spezifische Belastung weiter gesteigert werden, so muß die Anode bewegt werden [7], [8], [9], [10]. Der Elektronenstrahl trifft dann stets auf eine noch nicht erwärmte Stelle, und die Energie kann sich auf eine größere Fläche verteilen.

Das Verhältnis von der zulässigen Leistung einer ruhenden zu einer bewegten Anode (W_R bzw. W) ergibt nach A. MÜLLER [7]

$$\frac{W_R}{W} \approx \frac{1}{\sqrt{\frac{\rho c}{\alpha} \cdot v \cdot \delta}} \quad (1)$$

Darin bedeuten ρ die Dichte, c die spezifische Wärme, α das Wärmeleitvermögen des Anodenmaterials und v die Geschwindigkeit der Anodenoberfläche unter dem Brennfleck mit dem Radius δ . Diese Gleichung gilt nur dann streng, wenn der Ausdruck unter der Wurzel groß gegen 1 ist.

Aus Abb. 1 ist zu entnehmen, daß nach Gl. (1) für die mit 1500 U/Min. rotierenden Drehanode, welche aus einem wassergekühlten Kupferteller mit einem effektiven Durchmesser von ~ 150 mm besteht, bei Brennfleckgrößen zwischen 0,5 und 2 mm Durchmesser eine fünf- bis zehnfache Steigerung der Belastung gegenüber stationären Anoden zulässig ist.

¹ S. Angebot in der Acta Cryst. 8, 1955, 292.

Bequem regelbare Brennflecke mit der geforderten hohen spezifischen Belastung lassen sich herstellen, indem nach einem von MALSCH angewendeten Prinzip die Kathode mit einer anodennahen Elektronenlinse verkleinert abgebildet wird.

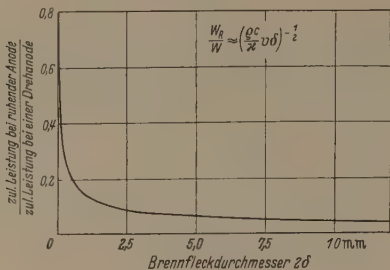


Abb. 1. Zum Nutzeffekt einer Drehanode.

Der Anodenkörper

Die Abb. 2 stellt maßstabsgetreu den Anodenkörper dar. Unter der Anodenhaube (1), die das Elektronenstrahlrohr (Abb. 3) zu tragen hat, liegt der Anodenteller (Außendurchmesser 165 mm), der dem Elektronenstrahl entweder Kupfer oder eine elektrolytisch aufgetragene Chromoberfläche bietet (3, 4). Damit wird erreicht, daß durch einfaches Verschieben des Elektronenstrahlrohres ohne Anodenwechsel eine

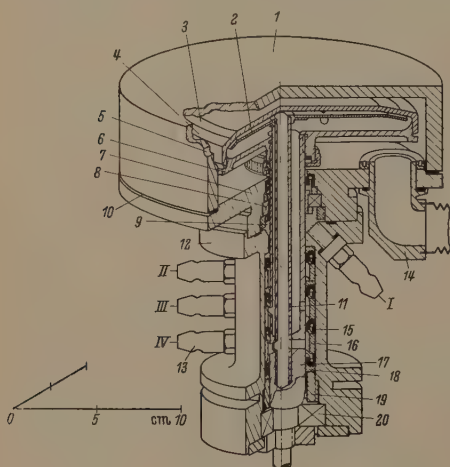


Abb. 2. Aufbau der wassergekühlten Drehanode (unterer Teil). — 1 Anodenhaube; 2 Führungsteller (f. Kühlmittel); 3 Anode, elektrolyt. aufgetragene Chromoberfläche; 4 Anode, Kupferoberfläche; 5 Strahlenausstrittsfenster; 6 Flansch; 7 Grundplatte; 8 Kugellager; 9 Silikonölfüllung; 10 Gummidichtung; 11 Führungsrohr; 12 Wellengehäuse; 13 u. IV: Olive mit Kühlkammer (Zufluß); 14 Saugstutzen f. Hochvakuum; 15 Simmerring; 16 Zwischenring; 17 Hohlwelle; 18 Stützung; 19 Stopfschraube; 20 Kugellager; I Vorstufe (10 Torr); II Reservekammer; III Kühlkammer (Abfluß).

andere charakteristische Strahlung zur Verfügung steht. Im Inneren der auf eine Hohlwelle (17) aus V2A-Stahl geschraubten Anode liegt das Kühlsystem. Das Kühlwasser wird in die Kammer IV geleitet und tritt durch vier radiale Löcher in das Innere Führungsrohr (11) und erreicht dort, wo es wirken soll, eine Geschwindigkeit von 3 m/sec. Über die Kammer III gelangt das Wasser wieder nach außen.

Die Abdichtung der Kühlkammern und des Hochvakuum gelang mit „Kautasit“-Wellendichtungen (15), deren Dichtlippen dort, wo sie Atmosphärendruck

abzufangen haben, durch Stützringe (18) entlastet sind. Die Reibung vermindert sich hierdurch beträchtlich. Ein Teil der Simmerringe wird durch das Wasser geschmiert. Die obere Dichtung liegt in einer Silikonöl-Füllung (9), die zur Schonung der Lippen durch ein Vorvakuum (I) entspannt wird. Es ist ein Vorteil der Wellendichtungen, daß sie gemeinsam mit den beiden Kugellagern (8, 20) in einer Buchse des Wellengehäuses (12) montiert werden können. Dadurch kann der Forderung nach zentrischer Lager aller Ringe untereinander sehr genau Rechnung getragen werden. Der zentrische Lauf wird durch den Motor, der axial über eine elastische Gummikupp

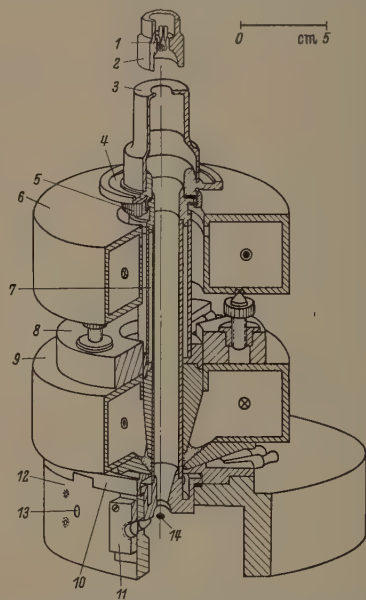


Abb. 3. Aufbau der wassergekühlten Drehanode (Elektronenstrahlrohr, Ober- und Mittelteil). — 1 Kathode (Siegbahn-Spirale); 2 Coolidge-Richtzylinder; 3 Anodenblende; 4 Flansch; 5 Überwurfmutter; 6 Linsenkörper (L_2); 7 Kühleitung; 8 Linsenhalterung; 9 Polschuhe, Linsenkörper L_1 ; 10 Anodenkappe; 11 Strahlenausstrittsfenster; 12 Anodenhaube; 13 Austrittsfenster f. Brennfleckbeobachtung; 14 Lage des Brennfleckes.

lung angreift, nicht gestört. Ein 800 W-Motor mit 1500 U/min ist gemeinsam mit der Anode auf ein Stahlgestell montiert und kann genau ausgerichtet werden. Da die Anode auch sorgfältig ausgewuchtet wurde, ist in mechanischer Hinsicht eine ruhige Brennflecklage gesichert. Nähere konstruktive Hinweise sind aus den Abb. 2 und 3 zu ersehen.

Das Elektronenstrahlrohr

Der Aufbau des Elektronenstrahlrohres ist aus Abb. 3 ersichtlich. Das Rohr ist auf die Anodenhaube (12) montiert und kann direkt über den Anodenkörper gesetzt werden. Das Eigengewicht und der Luftdruck pressen es auf eine zwischengelegte Gummidichtung. Die Kathode (1), eine Spirale mit einem Außendurchmesser von 7 mm, liegt nach der für Hohlkathodenröhren üblichen Anordnung in einem Richtzylinder (2) vor einer Anodenblende (3), deren Öffnung so groß ist, daß sie den Strahlengang nicht behindert. Das Rohr selbst besteht außer dem Glasisolator aus Buntmetallen, die z. T. weich verlötet sind. Sie werden deshalb gekühlt, damit bei örtlichen Erwärmungen das Vakuum nicht

gefährdet ist. Dies gilt besonders für die Kappe (10), die über den Ort des Brennfleckes (14) greift und einen großen Teil der Streuelektroden abfängt.

Bei der beschriebenen Konstruktion wird die große Oberfläche der als Siegbahn-Spirale ausgebildeten Kathode mit geringer Strahlungsdichte elektronenoptisch zu einem Brennfleck größerer Strahlungsdichte fokussiert. Die Fokussierung kann wahlweise mit



Abb. 4. Ansicht der Drehanodenröhre mit angeflanschter Rückstrahlkammer für röntgenkinematographische Untersuchungen.

einer anodennahen Polschuhlinse (9) oder zur Herabsetzung des Öffnungsfehlers mit einem teleskopischen Linsensystem (6, 9) erfolgen. Auf Kosten der Größe des Brennfleckes wird im letzteren Falle seine Schärfe erhöht.

Die Austrittsfenster (11, 13) sind mit einer $50\text{ }\mu$ dicken Al-Folie abgedeckt. Abb. 4 zeigt die Ansicht der Anlage.

Brennfleckuntersuchungen

Die Anodenhaube besitzt zwei Strahlenausstrittsfenster gegenüber der um 10° geneigten Anode. Das eine dient als Arbeitsfenster. An das andere Fenster



Abb. 5. Ein Brennfleckdiagramm bei zunehmendem Linsenstrom (an der Einschnürungsstelle beträgt die Breite $0,7\text{ mm}$).

ist eine Vorrichtung zur Brennfleckbeobachtung geflanscht. Letztere entwirft nach dem Lochkammerprinzip auf einem Leuchtschirm ein Brennfleckbild, das über einen Spiegel während der Justierung beobachtet werden kann. Durch geeignetes Ändern der Linsenströme wird hiermit das Erreichen des kleinsten Brennfleckareals großer Intensität kontrolliert. Zu eingehenderen Untersuchungen wird der Brennfleck mit Hilfe einer feinen Bleiblende bzw. mit einem von zwei Silberwalzen gebildeten Spalt auf einem kontinuierlich bewegten Film abgebildet. Es entsteht ein Brennfleckdiagramm, wie es z. B. Abb. 5 zeigt. Links ist das Brennfleckbild bei ruhendem Film und abgeschalteter Linse zu erkennen. Die Intensität reicht kaum aus, den bewegten Film zu schwärzen. Mit dem

Einschalten der Konzentrierungsspule steigt die Intensität sofort an und erreicht bei $0,760 \cdot 1850 = 1400$ Amperewindungen ein Maximum und nimmt dann wieder ab, weil bei kürzeren Brennweiten die Abbildungsbedingungen nicht erfüllt sind. Im kleinsten Brennfleck herrscht die in Abb. 6 dargestellte effektive Intensitätsverteilung. Durch die Linsenfehler der Konzentrierungsspule ist jedoch der Untergrund sehr stark angehoben. Mit dem Einschalten der oberen

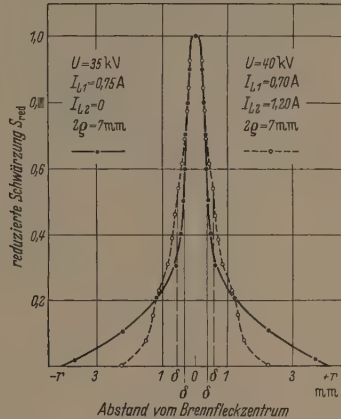


Abb. 6. Intensitätsverteilung in einem mit der Polschuhlinse erzeugten Brennfleck (ausgezogene Kurve) und in einem mit dem Linsensystem erzeugten Brennfleck (gestrichelte Kurve) (q = Radius der Siegbahnspirale).

Magnetlinse und durch die damit verbundene Querschnittsverminderung des Elektronenstrahls läßt sich die Schärfe des Brennfleckes wesentlich erhöhen. Dies ist anhand der Abb. 6 ersichtlich.

Anwendungsmöglichkeiten

Bei Röhrenleistungen von $0,5\text{--}1\text{ kW}$, bei denen die für $2,5\text{ kW}$ entwickelte Anlage noch längst nicht voll ausgenutzt ist, sind jetzt für Rückstrahlaufnahmen mit einer 1 mm Lochblende nur noch Belichtungszeiten von Sekunden bis zu einigen Minuten erforder-



Abb. 7 a-c. a) Ausschnitte aus Rückstrahl-Diagrammen von verschiedenen geätzten Eisenproben, Glühzeit 30 min bei 700° , 800° und 900° C . Chromstrahlung, (211)-Interferenzen, Abstand $\sim 64\text{ mm}$, Fokussierungsblende 1 mm \varnothing , Expositionszeit 1 min bei 840 W . — b) Rückstrahlaufnahme von Al-Pulver am Industrierohr, Kupferstrahlung, Abstand $\sim 30\text{ mm}$, Fokussierungsblende 1 mm \varnothing , Expositionszeit 50 min , 350 W . — c) Rückstrahlaufnahme vom gleichen Präparat wie b) mit der Drehanodenröhre, Kupferstrahlung, Abstand $\sim 30\text{ mm}$, Fokussierungsblende 1 mm \varnothing , Expositionszeit $3,5\text{ min}$ bei 525 W .

lich. Diese Zeitersparnis wirkt sich besonders bei Serienuntersuchungen aus, bei denen Präparat und Film revolverartig gewechselt werden können, wie es z. B. in Abb. 7a bei der Untersuchung von verschiedenen getemperten Eisenproben mit Chromstrahlung geschehen ist. Während zur Aufnahme der Rückstrahlinterferenzen von Al-Pulver an einem handelsüblichen Industrierohr mit Kupferstrahlung eine Expositionszeit von annähernd 50 Minuten erforderlich ist (Abb. 7b), beträgt diese bei Anwendung der Dreh-

anodenröhre unter ähnlichen Bedingungen nur 1 bis 3,5 Minuten (Abb. 7c).

Wird ein von der Brennfleckfläche ($\sim 0,4 \text{ mm}^2$) ausgehendes divergentes Strahlenbündel ausgenutzt und liegen nach dem SEEMANN-BOHLIN-Prinzip Brennfleck, Präparat und Film auf einem Kreise, so genügen Belichtungszeiten von 1–15 sec. Unter diesen Um-



d

Abb. 7 d. Kinematographische Aufnahme der Gitterausdehnung von Al. (511)-Interferenzen ($K\alpha_1$ innen, $K\alpha_2$ außen). Der unter einer Maske kontinuierlich bewegte Film wurde annähernd 15 sec belichtet (s. angedeuteten keilförmigen Bereich in der Abbildung). Gesamtzeit für den Ablauf des Versuches annähernd 10 Min. Es wurde bei 600 W blendenlos gearbeitet. Abb. in $\sim 1/3$ der Originalgröße.

φ°	$t^\circ \text{ C}$
0	24
100	66
200	161
300	218
320	228
330	241

ständen ist eine von NEERFELD [11] angedeutete Kinematographie mit Röntgeninterferenzen möglich. Als Anwendung hierfür wurde von den (511)-Interferenzen eines Rein-Al-Blockes ein Ringsegment ausgeblendet (Abb. 7d). Während der Block innerhalb von 10 Minuten auf 241° C erwärmt wurde, registrierte der Film die stetige Gitteraufweitung. Ein auf den Film projizierter Teilkreis gibt die Zeitkoordinate an.

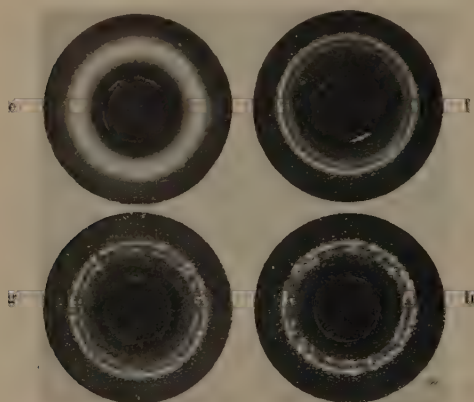


Abb. 7 e—h. Rückstrahltaufnahmen von einer Al-Cu-Legierung mit der Drehanode, Cu-Strahlung, $\sim 30 \text{ mm}$ Abstand, Fokussierungsblende $1 \text{ mm } \varnothing$, Expositionszeit 2,5 min bei 535 W. — e) Kaltverformter Zustand; f) 10 min bei 300° C geglüht; g) wie f) zusätzlich 45 min bei 400° C geglüht; h) wie f) zusätzlich 45 min bei 450° C geglüht.

Mit Gitterkonstantenänderungen sind auch Ausscheidungsvorgänge einer Al-Cu-Legierung verbunden. Um eine solche nachzuweisen, wurde eine Legierung (Cu 5,17%; Si 0,011%; Fe 0,007%; Al ad 100%) gewalzt und unter Bedingungen geglüht, bei denen das Kupfer in Lösung ging, ohne daß die bereits vor 500° C einsetzende Rekristallisation das Gefüge zu stark

stören konnte (Abb. 7e—h). Nach dem Abschrecken des Mischkristallblockes schied sich dann das Kupfer während einer 10 bzw. 20stündigen Temperung in einem linearen Temperaturgefälle von 236° C bis 50° C aus. Den je nach der Anlaßtemperatur örtlich verschiedenen Stand der Ausscheidung zeigen für beide Temperzeiten die Abb. 7i und Abb. 7j. Der annähernd 220 mm lange Barren wurde dazu synchron mit dem Filmtransport durch den Primärstahl bewegt.

Bei örtlich verschiedenen Gitterzuständen ist das Auflösungsvermögen von der Größe des angestrahlten Bereiches abhängig, der $1\text{--}3 \text{ cm}^2$ beträgt. Obwohl im allgemeinen die Auswertung mit der bei dem Rückstrahlverfahren möglichen Genauigkeit erfolgen kann, hängt dagegen das Auflösungsvermögen bei zeitlich



i



j

Abb. 7 i—j. Kinematographische Aufnahme, der Ausscheidung von Kupfer in einer Al-Cu-Legierung. Die Probe wurde im Temperaturgefälle angelassen; Temperzeit linke Abb. 10 Stunden, rechte Abb. 20 Stunden, Cu-Strahlung (511)-Interferenz, 600 W, blendenlos, Belichtungszeit für keilförmig angedeuteten Bereich annähernd 7 sec. Abb. in $\sim 1/3$ der Originalgröße.

φ°	Abstand vom Probenende	t° Anlaßtemperatur
0	—	—
18	1 cm	50
63	3,5 "	75
108	6 "	103
152	8,5 "	129
198	11 "	160
243	13,5 "	183
287	16 "	214
330—360	18,5 "	236

veränderlichen Vorgängen und kinematographischen Aufnahmeverfahren von der Größenordnung der gewählten Belichtungszeit ab.

Eine weitere Herabsetzung der Belichtungszeit um den Faktor 10 bis 20 ist durch die Verwendung eines Röntgenbildverstärkers möglich. Bei sehr schnellen Zustandsänderungen im Gitter machen sich jedoch Nachleuchterscheinungen des Bildschirms störend bemerkbar [12]. Kurzzeitige Einzelaufnahmen (10⁻⁶ sec) lassen sich zwar neuerdings mit einer Röntgen-Blitzröhre durchführen [13], jedoch ist eine Kinematographie wegen der Erholzeiten der Röhre und der nicht lokalisierten Brennflecklage noch nicht möglich.

Die Untersuchung von Zustandsänderungen bleibt also nicht nur auf dünne Schichten beschränkt, die nach BOETTCHER [14] bei kinematographischen Elektronenbeugungsaufnahmen erforderlich sind, sondern kann ebenfalls an Oberflächen kompakter Proben unter normalen Verhältnissen — also außerhalb des Hochvakuums — durchgeführt werden. Weitere röntgenkinematographische Untersuchungen, bei denen mehrere DEBYE-SCHERRER-Linien auf einem halbzylinderförmig angeordneten Film aufgenommen werden, sind angelaufen.

Zusammenfassung

Es wird über eine Drehanodenröhre berichtet, mit der Feinstrukturuntersuchungen mittels zwei wähl-

aren Strahlungsarten (Cr und Cu) bei kurzen Belichtungszeiten durchführbar sind. Die Expositionen betragen bei Verwendung zusätzlicher Blenden 4 Minuten. Bei blendenlosem Arbeiten (Brennleckgröße unter Zugrundelegung der Halbwertsbreite beträgt $\sim 0,4 \text{ mm}^2$) ist die Kinematographie von Feinstrukturinterferenzen möglich. Die Expositionszeit in den ausgeblendeten Bereich des Interferenzdiagramms (3–15 mm) beträgt 1–15 sec bei Röhrenleistungen von annähernd 1 kW. (Das entspricht normal einer spezifischen Belastung von $2,5 \text{ kW/mm}^2$). Durch die vollständige Auslastung der Röhre mit 5 kW ($6,25 \text{ kW/mm}^2$) ist noch eine wesentliche Herabsetzung der Belichtungszeit möglich.

Dem Staatssekretariat für Hochschulwesen danken wir den Verfasser für die finanzielle Unterstützung.

Institut für experimentelle Physik der Universität Halle, Direktor: Prof. Dr. W. MESSERSCHMIDT.

Literatur: [1] BECHERER, G. O. BRÜMMER u. R. IFLAND: Exp. Technik d. Phys. 3, 145 (1955). — [2] FROHNMEYER, G.: Z. Naturf. 6a, 319 (1951). — [3] EHRENBURG, W. u. W. E. SPEAR: Proc. Phys. Soc. B 64, 67 (1951). — [4] HOSEMAN, R.: Z. angew. Phys. 7, 532 (1955). — [5] BOUWERS, A.: Z. techn. Phys. 8, 271 (1927). — [6] OOSTERKAMP, W. J.: Diss. Delft 1939. — [7] MÜLLER, A.: Nature, London 124, 128 (1929); Proc. Roy. Soc. A 117, 30 (1927); A 125, 507, (1929); A 132, 646 (1931). — [8] BECK, I.: Phys. ZS, 40, 474, 1939. — [9] GAY, P., P. B. HIRSCH, J. S. THORP u. I. N. KELLAR: Proc. Phys. Soc. (b) 64, 374 (1951). — [10] SCHRAMMEK, W. u. H. J. SCHRÖDER: Exp. Techn. d. Phys. 3, 116 (1955). — [11] NEERFELD, H.: Arch. f. d. Eisenhüttenw. 19, 181 (1953). — [12] BRÜMMER, O. u. E. MORGENSTERN: Naturwiss. 11, 248 (1956). — [13] SCHAAFFS, W.: Z. angew. Physik, 8, 299 (1956). — [14] BOETTCHER, A., G. HAASE u. R. THUN: Z. Metallkd. 46, 386 (1955). — [15] Proceedings of conference on high-intensity X-ray beams, London 1950: British Journ. appl. Phys. 1, 305 (1950).

Dozent Dr. G. BECHERER, Dipl.-Phys. O. BRÜMMER,
Dipl.-Phys. D. RIENÄCKER,

Institut für experimentelle Physik der
Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg.

Die Messung der Abklingung von Leuchtstoffen mittels eines neuartigen Phosphoroscops*

Von DIETRICH HAHN und HANS-JOACHIM KÖSEL

Mit 4 Textabbildungen.

(Eingegangen am 24. November 1956)

Einführung

Die Messung der Abklingung von Phosphoren ist in gleichem Maße für die Grundlagenforschung wie die Technik von Bedeutung. Da sie bei den verschiedenen Substanzen über 15 Zehnerpotenzen (von 10^{-8} bis 10^7 s) variieren kann, lassen sich mit einem Abklingmeßgerät oder Phosphoroskop nicht die Meßprobleme für alle vorkommenden Leuchtstoffe lösen. Neben sehr schnell abklingenden Phosphoren ($< 10^{-6}$ s) und sehr lange nachleuchtenden Phosphoren (> 1 s) ist eine große Anzahl von Leuchtstoffen bekannt, die mittelschnell, d. h. in Sekundenbruchteilen, abklingen. Die Messung der Abklingung kann in solchen Fällen mit mechanischen Phosphoroscopen erfolgen. Als solche sind in erster Linie das Phosphoroskop nach BECQUEREL [1] und das Scheibenphosphoroskop nach WOOD [2] zu erwähnen, die in neuerer Zeit verschiedentlich mit modernen Hilfsmitteln verwendet wurden, deren Prinzip aber unverändert geblieben sind [3], [4], [5]. Bei ersterem befindet sich der Leuchtstoff — es genügt eine kleine Substanzmenge — in Ruhe zwischen zwei beschlitzten rotierenden Scheiben, und die Abklingkurve muß Punkt für Punkt bei jeweils neu eingestelltem Gerät ermittelt werden. Das Scheibenphosphoroskop andererseits erlaubt zwar eine kontinuierliche Messung, es werden jedoch größere Substanzmengen benötigt und es ist im allgemeinen schwer, Eingriffe, z. B. Temperaturvariationen, an den Leuchtstoffen vorzunehmen, da diese sich auf der rotierenden Scheibe befinden.

Der im folgenden angegebene Typ eines mechanischen Phosphoroscops versucht beide Nachteile zu vermeiden, indem mit ihm eine kontinuierliche Messung möglich ist, und der zu untersuchende Phosphor auch leicht Temperaturänderungen unterworfen wer-

den kann. Meßgenauigkeit und Reproduzierbarkeit sind außerdem bei dem neuen Gerät recht gut.

Beschreibung des Gerätes

Auf der Achse eines Elektromotors (im vorliegenden Fall wurde ein Repulsionsmotor mit kontinuierlich

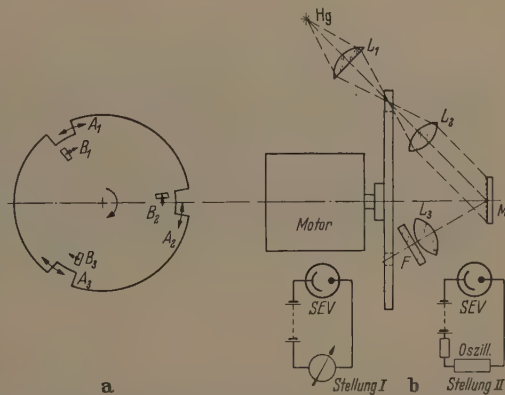


Abb. 1a und 1b. Schematische Darstellung des Phosphoroscops. a rotierende Scheibe mit den 3 Anregungsöffnungen $A_{1,2}$ und den 3 Beobachtungsöffnungen $B_{1,2}$. \varnothing Gesamtansicht, Hg = Lampe, L_1 , L_2 und L_3 = Linsen, M = Metallplatte mit Leuchtstoff, F = Filter, SEV Sekundärelektronenvervielfacher.

regelbarer Drehzahl verwendet) sitzt eine Scheibe mit zweimal drei Schlitzen (Abb. 1a), deren Breite veränderlich ist (Pfeilrichtung in Abb. 1a). Der Leuchtstoff befindet sich, auf einer Metallplatte M aufgetragen, vor der Scheibe in Richtung der verlängerten Motorachse (Abb. 1b). An Stelle einer einfachen Metallplatte kann selbstverständlich auch ein Gerät verwendet werden, welches eine Temperaturvariation des zu untersuchenden Leuchtstoffes gestattet ([6], Fig. 1). Die Anregung erfolgt durch einen Hg-Brenner;

* Amtliche Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt.

falls langwelliges UV (366 nm) benötigt wird, kann eine Hg-Hochdrucklampe, für kurzwelliges UV (254 nm) eine Hg-Niederdrucklampe verwendet werden. Zur Vermeidung von störenden Stroboskopeffekten werden die Lampen mit Gleichstrom betrieben. Das anregende Licht fällt in einem Winkel von ca. 45° zur Motorachse schräg durch die äußeren Schlitze $A_{1,2,3}$ der Scheibe auf den Leuchtstoff. Bei laufendem Motor erhalten wir so eine periodische Anregung des Leuchtstoffes, die im Gleichgewichtszustand zu einer bestimmten „effektiven Helligkeit“ führt. Sie hängt von der Drehzahl der Scheibe und der Zahl und Breite der An-

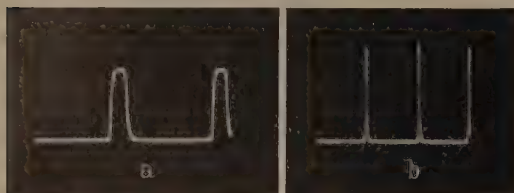


Abb. 2a und 2b. Anregungslichtblitz (a) und Beobachtungslichtblitz (b).

regungsöffnungen ab. Die Drehzahl der Scheibe und die Zahl der Anregungsöffnungen bestimmen die Anregungshäufigkeit bzw. Anregungsfrequenz; die Breite der Anregungsöffnungen, die von 0 bis 23° kontinuierlich verstellbar sind, legt die Anregungsdauer fest. Die Anregungsintensität kann durch einen rotierenden Sektor oder durch Graufilter im Anregungsstrahlengang variiert werden. Um die Flanken der Anregungs-Lichtimpulse möglichst steil zu erhalten, durchsetzt das Licht der Lampe Hg mit Hilfe eines Quarzkondensors L_1 die Anregungsöffnungen der Scheibe gebündelt und wird nach dem Durchgang zur Erzielung einer besseren Anregungshelligkeit nochmals mittels der

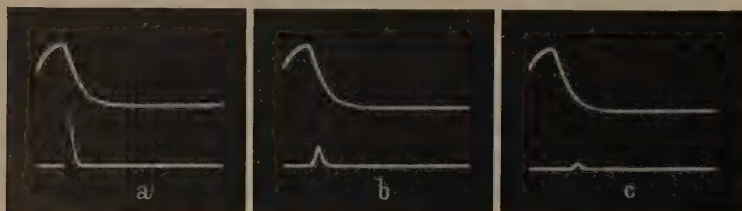


Abb. 3a bis c. Abtastung einer oszillographisch aufgenommenen Abklingkurve von Uranylinitrat (oben) durch den Beobachtungsblitz (unten).

Quarzlinse L_2 auf dem Leuchtstoff konzentriert (Abb. 1b). Die Lichtquelle, vor der sich ein Tubus mit den Quarzlinse befindet, läßt sich so um die Motorachse schwenken, daß die optische Achse stets auf dieselbe Stelle des Phosphors gerichtet ist, also einen Kegelmantel beschreibt.

Die inneren Schlitze auf der rotierenden Scheibe, in Abb. 1a mit $B_{1,2,3}$ bezeichnet, dienen zur Beobachtung und Messung des Abklingvorgangs mit einem Sekundärelektronenvervielfacher (SEV). Das Licht des Leuchtstoffes wird mittels der Linse L_3 auf die Photokathode konzentriert; zur Messung an spektral verschiedenen Lumineszenzbanden der Phosphore lassen sich hier Farbfilter F einsetzen. Die Anfangsintensität der angeregten Lumineszenz mißt man dann, wenn sich die Lichtquelle in einer solchen Stellung befindet, daß durch den Anregungsschlitz Licht hindurch-

tritt und gleichzeitig ein Beobachtungsschlitz die Photokathode des SEV freigibt. Wird jetzt die Lichtquelle entgegen der Umlaufrichtung der Scheibe um z. B. 20° verdreht, so erfolgt die Anregung des Leuchtstoffes um die Zeit früher, die bei der eingestellten Umdrehungszahl diesen 20° entspricht. Der Leuchtstoff wird durch den SEV aber zum vorigen festen Zeitpunkt beobachtet, d. h. jetzt um die dem Winkel entsprechende Zeit nach der Anregung. Durch kontinuierliches Schwenken der Lichtquelle kann man also den Verlauf der Abklingung in einem Meßgang aufnehmen, d. h. die Abklingkurve erhalten. Durch Regelung der Drehzahl, die an einem stroboskopisch geeichten Tachometer abgelesen werden kann, läßt sich das Phosphoroskop an die Nachleuchtendauer des zu untersuchenden Phosphors anpassen. Die langsamste, konstante Drehzahl legt die Meßgrenze für langsam abklingende Phosphore fest. Beim vorliegenden Phosphor betrug sie 600 Upm, d. h. eine Umdrehung der Scheibe benötigte $\frac{1}{10}$ sec. Da bei der Ausstattung der Scheibe mit 3 Beobachtungs- und 3 Anregungsöffnungen der maximal ausnützbare Schwenkwinkel der Lampe etwa 120° betrug (also $\frac{1}{3}$ Umdrehung) sind Abklingzeiten von $3 \cdot 10^{-2}$ sec noch bequem meßbar. Langsameres Abklingen läßt sich nur dann messen, wenn eine Neuanregung in Kauf genommen werden kann, bevor der Leuchtstoff genügend weit abgeklungen ist; dies wird häufig noch möglich sein, insbesondere bei exponentiell abklingenden Phosphoren. Die Meßgrenze für schnell abklingende Phosphore ist in erster Linie durch die höchste erreichbare Drehzahl im vorliegenden Falle 3600 Upm gegeben. Ein Grad der Teilung, an der die Lampenschwenkung abgelesen werden kann, entspricht bei dieser Drehzahl etwa $5 \cdot 10^{-6}$ sec. So kurze Abklingzeiten lassen sich aber nicht messen, weil außerdem die Flankensteilheit der

Lichtimpulse die Meßgrenze beeinflusst. Sie läßt sich auf Kosten der Intensität in gewissen Grenzen verbessern, als Kompromiß wurde sie mit etwa 5° , d. h. ca. $2,5 \cdot 10^{-4}$ sec einjustiert. In diesem Bereich findet also noch eine Anregung statt, wenngleich die Anregungsintensität auch ständig abnimmt; dadurch wird die eigentliche Abklingung überdeckt und es können

hier keine richtigen Meßwerte erhalten werden.

Abschließend soll noch angegeben werden, wie das Gerät außer zur punktwweisen Messung von Abklingkurven auch zur Aufnahme der Gesamt-Abklingkurve mit Hilfe eines Oszillographen verwendet werden kann. Hierzu ist der SEV lediglich in Stellung II (Abb. 1b) zu bringen und die den Leuchtstoff tragende Metallplatte M entgegen dem Uhrzeigersinn um einen kleinen Winkel zu drehen, so daß das Lumineszenzlicht auf den SEV in der neuen Stellung fällt. Auf dem Oszillographen erscheint dann der durch die Abklingung des Leuchtstoffes verzerrte Anregungs-Lichtimpuls; diesen Rechteck-Lichtimpuls selbst erhält man durch Reflexion der anregenden Lichtquelle an einer Metallplatte. Abb. 2a zeigt, daß er wohl als hinreichend rechteckförmig angesehen werden kann. Abb. 2b gibt den Beobachtungslichtimpuls wieder, dessen Nade-

dem durch die geringe Breite der Beobachtungsschlitze zustandekommt und der vorteilhaft gleichfalls bei Verwendung einer Metallplatte an Stelle des Leuchtstoffs, aber bei Benutzung des SEV in Stellung I erhalten wird. Abb. 3a—c zeigt oben die oszilloskopisch aufgenommene Abklingkurve von Uranylratrat (SEV in Stellung II), und unten den Beobachtungslichtblitz (SEV in Stellung I) bei 3 verschiedenen Stellungen der anregenden Lampe. Man erkennt, daß der Beobachtungslichtblitz an der oszilloskopisch aufgenommenen Abklingkurve entlang wandert, und daß dabei seine Amplitude abnimmt; er endet also in der Tat die Abklingkurve ab.

Meßbeispiele

Um das im vorigen Abschnitt beschriebene Phosphoroskop auf seine Meßzuverlässigkeit zu untersuchen, wurde zunächst der SEV im roten, grünen und blauen Spektralbereich, sowie bei weißem Licht auf seine Intensitätsproportionalität überprüft, die in allen Fällen besser als 1% war. Weiterhin mußte gefordert werden, daß diese Intensitätsproportionalität der Anzeige auch bei allen Drehzahlen gesichert war. Es ist zwar verständlich, daß die Anfangslumineszenzintensität des angeregten Phosphors mit der Drehzahl, d. h. also der Anregungsfrequenz, bis zu einer etwaigen Sättigung erhöht wird, weil der Phosphor zwischen zwei aufeinanderfolgenden Anregungen immer weniger abklingen kann. Der SEV muß aber eine objektiv vorhandene Lichtintensität unabhängig von der Drehzahl der rotierenden Scheibe stets gleich anzeigen und etwaige Schwächungen der Strahlungsstärke proportional wiedergeben. Diese Forderung gilt natürlich auch für das Anzeigegalvanometer, das richtige relative Werte bei allen Drehzahlen anzeigen muß. Mit einer Meßgenauigkeit von etwa 1% erfüllten SEV und Anzeigegalvanometer diese Forderungen im gesamten Meßbereich der Anregungsfrequenz (10 bis 350 Hz).

Als Meßbeispiele wurden im folgenden exponentiell abklingende Phosphore gewählt, weil deren Abklingung nur von einer Abklingkonstante $\alpha = \frac{1}{\tau}$ bestimmt

wird ($J = J_0 e^{-\alpha t}$). Die Geradenform der Abklingkurve läßt sich in halblogarithmischer Darstellung elementar entsprechend gut als Meßgenauigkeits-Kriterium heranziehen. Abb. 4 zeigt die Abklingkurven von Uranylacetat, Kaliumpolysulfid, Magnesiumfluorogermanat und einem Halophosphat-Phosphor. Man erkennt die große Zahl der Meßpunkte, die sich sehr gut (z. T. über $2\frac{1}{2}$ Dekaden) auf einer Geraden unterbringen lassen. Die aus den Kurven bestimmbaren Werte der Zeitkonstante der Abklingung betragen für Uranylacetat $\tau = 1,6 \cdot 10^{-4}$ sec, für Kaliumpolysulfid $\tau = 6,3 \cdot 10^{-4}$ sec, für Magnesiumfluorogermanat $\tau = 31,2 \cdot 10^{-4}$ sec und für Halophosphat $\tau = 290 \cdot 10^{-4}$ sec. Die Beispiele umfassen etwa die Abklingzeiten, welche mit dem Phosphoroskop mit guter Genauigkeit (ca. 3%) zu messen sind.

Die mit dem Phosphoroskop erreichbare Meßgenauigkeit gestattete es, einige Abklingeigenschaften exponentiell abklingender (also monomolekularer) Phosphore eingehender zu untersuchen. So wurde die Unabhängigkeit der Abklingung von der Anregungsdauer bei Änderungen um den Faktor 20 an zahlreichen Leuchtstoffen (u. a. Magnesiumfluorogermanat, Kaliumpolysulfid, Uranylfuorid-Fluorammo-

nium) kontrolliert und stets identische Zeitkonstanten gefunden. Auch eine Variation der Anregungsintensität hatte keinen Einfluß auf den Wert der Zeitkonstanten der Abklingung.

Nicht ganz so eindeutig war der Befund bei Änderung der Anregungsfrequenz, d. h. der sekundlichen Anregungshäufigkeit, die durch die Drehzahl der rotierenden Scheibe und die Zahl der Anregungsöffnungen in dieser variiert werden konnte, (z. B. ließen sich zwei der drei Anregungsschlitze verschließen, bzw. die Scheibe mit den drei Anregsschlitzen gegen eine solche mit sechs Öffnungen austauschen). Bei früheren Messungen mit etwas primitiveren Phosphoroskopen [6] war beobachtet worden, daß die Zeitkonstante der Abklingung bei exponentiell abklingenden Phosphoren mit Erniedrigung der Anregungsfrequenz zunahm. Im Verlauf der Messungen mit dem soeben beschriebenen

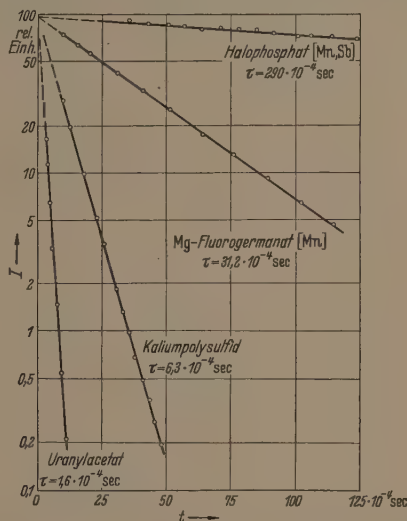


Abb. 4. Abklingkurven von 4 verschiedenen schnell exponentiell abklingenden Leuchtstoffen bei Anregung mit $Hg \lambda = 366 \text{ m}\mu$.

Gerät zeigte sich, daß die Zeitkonstante bei den meisten Phosphoren innerhalb der Meßfehler von der Anregungsfrequenz unabhängig war, wie es ja eigentlich auch erwartet werden mußte. Bei einigen Phosphoren blieb ein gewisses Ansteigen der Zeitkonstante um maximal 10% im Bereich der Anregungsfrequenz von 10—50 Hz zurück; verwendet wurden Anregungsfrequenzen bis zu 350 Hz. Bei Magnesiumfluorogermanat und Kaliumpolysulfid z. B. wurde ein derartiges Verhalten beobachtet — nicht dagegen bei Natrium-, Rubidium- und Caesiumpolysulfid [7]. Wurde bei der Abklingmessung an Kaliumpolysulfid die Dunkelpause nach der Anregung verdoppelt bzw. verfünffacht, was durch geeignetes Schließen von Anregungs- und Beobachtungsschlitzen in der Drei- bzw. Sechslöcher-Scheibe bewerkstelligt werden konnte, so zeigte sich kein Einfluß auf den Wert der Zeitkonstanten. Durch einen solchen Eingriff wird aber die Anregungsfrequenz gleichfalls variiert. Man kann daher von einem echten Einfluß der Anregungsfrequenz auf die exponentielle Abklingung von Leuchtstoffen mit monomolekularem Leuchtmechanismus wohl kaum reden, zumal dieser sich auch schwer begründen ließe. Dieses Beispiel wurde diskutiert, um

die Meßgenauigkeit der vorliegenden Apparatur zu demonstrieren; eine weitere Steigerung, die dann vielleicht auch noch exaktere Aufschlüsse über die Anregungsfrequenz-Abhängigkeit der Abkling-Zeitkonstanten geben könnte, läßt sich wohl nur mit sehr viel größerem apparativen Aufwand erzielen, für den im allgemeinen kein Bedürfnis vorliegen dürfte.

Zusammenfassung

Es wird ein mechanisches Phosphoroskop beschrieben, welches gestattet, im Abklingdauerbereich von 10^{-1} bis 10^{-4} sec im kontinuierlichen objektiven Meßvorgang Abklingkurven in wenigen Minuten aufzunehmen. Zur Messung genügt eine geringe Menge an Leuchtstoffsubstanz, die zudem leicht Temperaturänderungen unterworfen werden kann. Die Anregungsdauer, Anregungsintensität, Anregungsfrequenz, spektrale Verteilung der Anregung sowie der Emission lassen sich variieren, gleichfalls das Verhältnis von Anregungszeit und Dunkelpause. Die Abklingkurve

ist sowohl punktweise mit einer Meßunsicherheit von 3% als auch oszillographisch zu erhalten. Als Meßbeispiel wird die Abklingung von Uranylacetat, Kaliumpolysulfid, Magnesiumfluorogermanat und Halophosphat angegeben.

Wie möchten dankbar darauf hinweisen, daß die Arbeit überwiegend aus Mitteln des ERP-Sondervermögens finanziert wurde.

Literatur: [1] BECQUEREL, F.: La Lumière I, S. 24 (1867). — [2] WOOD, R. W.: Proc. Roy. Soc. A 99, 362 (1921). — [3] FONDA, G. R.: J. appl. Physics 10, 408 (1939). — [4] KROEGER, F. A. u. W. DE GROOT: Phil. techn. Rdschau 13, 6 (1950). — [5] RANDALL, J. T. u. M. H. F. WILKINS: Proc. Roy. Soc. A 189, 347 (1945). — [6] GÖRRECHT, H., D. HAHN u. B. GRETZINGER: Z. Physik 139, 309 (1954). — [7] GÖRRECHT, H. u. D. HAHN: Z. Physik 132, 111 (1952).

Dr. DIETRICH HAHN

und Dr. HANS-JOACHIM KÖSEL,

Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Institut Berlin, Berlin-Charlottenburg.

Einfluß von Schneiden und Pfannen auf die Empfindlichkeit und Schwingungsdauer von Waagen*

(Untersucht an einer Druckwaage)

Von H. POLTZ

Mit 3 Textabbildungen

(Eingegangen am 24. November 1956)

Die Empfindlichkeit E einer Waage ist gegeben durch [1]

$$E = l_0 \frac{d\varphi}{dz} = \frac{l_0 l_1}{M s + a (\bar{Q}_1 + \bar{Q}_2)}. \quad (1)$$

Ferner erhält man aus der Schwingungsgleichung, falls die Dämpfung hinreichend klein ist, für die Schwingungsdauer T den Ausdruck:

$$\frac{T^2}{4\pi^2} = \frac{I + (\bar{Q}_1 + \bar{Q}_2) l_1 l_2}{g [M s + a (\bar{Q}_1 + \bar{Q}_2)]}. \quad (2)$$

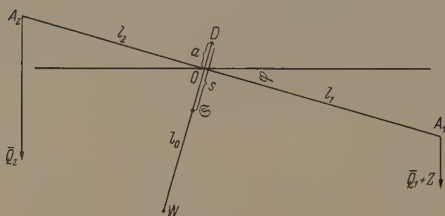


Abb. 1.

Sind in Abb. 1 bei D die Mittelschneide, bei A_1 und A_2 die Außenschneiden des Balkens (Schneidenparallelität wird vorausgesetzt), S der Schwerpunkt des Waagebalkens, O der Schnittpunkt von $A_1 A_2$ und DS und W die Spitze der Zunge, die den Ausschlag in Längeneinheiten anzeigt, so ist $l_0 = DW$, $l_1 = OA_1$, $l_2 = OA_2$, $s = DS$ und $a = DO$ (positiv für D über O). Ferner bedeuten \bar{Q}_1 und \bar{Q}_2 die Gesamtmassen der Belastungen der beiden Seiten einschließlich Gehägen und Schalen, M die Masse des Balkens, I sein Trägheitsmoment in

bezug auf D , g die Fallbeschleunigung und φ der kleine Drehwinkel des Balkens bei Überbelastung mit der kleinen Masse z auf der rechten Seite.

Bei der Ableitung von (1) und (2) ist Gebrauch gemacht worden von $\sin \varphi \approx \varphi$, $\cos \varphi \approx 1$, ferner von

$$\bar{Q}_1 l_1 = \bar{Q}_2 l_2,$$

d. h. der Waagebalken soll für sich allein im Gleichgewicht sein.

Für $\bar{Q}_1 = \bar{Q}_2 = 0$ gibt (1) die Möglichkeit, s zu berechnen; weiterhin findet man aus (2) den Wert von I .

Der Waagebalken soll so konstruiert sein, daß in der Wägebereich keine wesentliche Durchbiegung stattfindet. (1) und (2) geben die Möglichkeit, dies zu prüfen. Es ist

$$M s + a (\bar{Q}_1 + \bar{Q}_2) = \frac{l_0 l_1}{E} = \frac{4\pi^2}{g T^2} [I + l_1 l_2 (\bar{Q}_1 + \bar{Q}_2)]. \quad (3)$$

Mit $(\bar{Q}_1 + \bar{Q}_2)$ als Abszisse ergibt sich also eine Gerade, wenn a bei Belastung unveränderlich bleibt. Man findet man aus der Neigung der Geraden. Bei Durchbiegung wächst a in erster Näherung proportional der Belastung. Es entsteht dann eine nach oben gekrümmte Kurve.

Bei diesen Überlegungen ist angenommen worden, daß die Abrundungsradien der Schneiden klein und also auch die Belastungen nicht sehr hoch sind, so daß bei der Bewegung der Waage unveränderliche Drehachsen angenommen werden können. Dies ist nicht streng einzuhalten, insbesondere nicht bei Waagen für höhere Belastungen. Bei diesen muß oft wegen der auftretenden Horizontalkräfte sogar auf ebenen

* Amtliche Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt.

pfannen verzichtet werden und es ist dann schwierig, auf dem Grunde der Pfannenkerbe eine plane Fläche herzustellen. Hierdurch können die Werte von E und α stark beeinflusst werden. Untersuchungen über den Einfluß der Schneidenrundung wurden bereits von SCHMERWITZ [3] angestellt, der auch ein Verfahren zur Bestimmung der Abrundungsradien der Schneiden mitteilt [4].

Bei der Untersuchung einer Druckwaage, deren Balken zur Erzielung eines geeigneten Übersetzungsverhältnisses ungleich lange Schenkel hat und aus konstruktiven Gründen auch nicht für sich allein, sondern erst nach Anbringung der Gehänge im Gleichgewicht ist, erwies es sich als nützlich, den Einfluß der schneiden-Pfannen-Verhältnisse auf das Verhalten der Waage in allgemeinerer Form rechnerisch zu behandeln. Da die Ergebnisse für alle Balkenwaagen gültig sind, wird der Gang der Rechnung nachfolgend dargestellt und an Hand von Meßwerten diskutiert. Sind R_0 und r_0 die Krümmungsradien der Mittelpfanne, Krümmungsmittelpunkt U siehe Abb. 2) und Mittelschneide (Mittelpunkt V) in der Umgebung des Berührungstreifens, so rollt bei kleinen Drehwinkeln φ die Schneide auf der Pfanne ab, wobei alle Punkte des Waagebalkens Hypozykloidenbögen beschreiben. Der gemeinsame Schwerpunkt des Waagebalkens (Masse M) und der Gehänge und evtl. Schalen auf den beiden Seiten (Massen q_1 und q_2) sei S . In der Nulllage liegt S im Abstand s senkrecht unter der momentanen Drehachse A_0 . Als X-Achse wählen wir die Verbindungslinie der momentanen Drehachsen an den Außenschneiden A_1 und A_2 für $\varphi = 0$. Die Y-Achse falle mit SA_0 zusammen. Der Achsenschnittpunkt sei O . Alle Angaben beziehen sich auf eine senkrechte Ebene durch S . Die Schneiden sollen hierauf senkrecht stehen und untereinander parallel sein. l_1 und l_2 sind die Strecken A_1O und A_2O . a und l_0 entsprechen den Strecken der Abb. 1.

Dreht sich der Waagebalken um den Winkel φ , so wandert die momentane Drehachse nach B' . Das fest mit dem Balken verbundene Koordinatensystem nimmt die neue Lage X', Y' ein, die oben bezeichneten Punkte sind in der neuen Lage durch einen Strich gekennzeichnet.

Durch die Verlagerung der Drehachse von A_0 nach B' verändern sich die Längen der Dreharme der an den Außenschneiden angreifenden Belastungen Q_1 und Q_2 in Komponenten ausgedrückt um

$$\Delta x'_0 = C' B' = r_0 \sin \frac{R_0}{R_0 - r_0} \varphi \approx \frac{r_0 R_0}{R_0 - r_0} \varphi,$$

$$\Delta y'_0 = A'_0 C' = 2 r_0 \sin^2 \frac{R_0}{2(R_0 - r_0)} \varphi \approx 0,$$

wie unter Benutzung der Hilfswinkel α und β leicht gefunden wird. Die Näherungen vernachlässigen höhere Potenzen von φ .

Sind R_1, R_2 und r_1, r_2 die Krümmungsradien der Außenschneiden und -schneiden¹ in der Umgebung der Berührungsstellen, so verändern sich die Dreharme von Q_1 und Q_2 in bezug auf die Mittelschneide durch

¹ Bei den verschiedenen R und r handelt es sich um physikalisch definierte Effektivwerte, die durch Unparallelitäten und durch die Beschaffenheit der sich berührenden Oberflächen beeinflusst werden. Sie sind nur für hinreichend kleine φ konstant und können durch Erschütterungen sprunghafte Änderungen erleiden, insbesondere bei nichtpolierten Oberflächen im Berührungstreifen.

die Verlagerung der Angriffspunkte an den Außenschneiden um

$$\Delta x'_1 = r_1 \sin \frac{R_1}{R_1 - r_1} \varphi \approx \frac{r_1 R_1}{R_1 - r_1} \varphi,$$

$$\Delta y'_1 = 2 r_1 \sin^2 \frac{R_1}{2(R_1 - r_1)} \varphi \approx 0$$

$$\Delta x'_2 = r_2 \sin \frac{R_2}{R_2 - r_2} \varphi \approx \frac{r_2 R_2}{R_2 - r_2} \varphi,$$

$$\Delta y'_2 = 2 r_2 \sin^2 \frac{R_2}{2(R_2 - r_2)} \varphi \approx 0.$$

Sind d_1 und d_2 die Dreharme bei einer Auslenkung φ , so erhält man mit $\bar{Q}_1 = Q_1 + q_1$ und $\bar{Q}_2 = Q_2 + q_2$ für die durch $\bar{Q}_1 + z$ und \bar{Q}_2 erzeugten Drehmomente:

$$\begin{aligned} \mu_1 &= (\bar{Q}_1 + z) \left(\frac{l_1 - \Delta x'_0 - \Delta x'_1 - a}{d_1} \right) d_1 \\ &= (\bar{Q}_1 + z) \left[l_1 - \left(a + \frac{r_0 R_0}{R_0 - r_0} + \frac{r_1 R_1}{R_1 - r_1} \right) \varphi \right], \\ \mu_2 &= \bar{Q}_2 \left(\frac{l_2 + \Delta x'_0 + \Delta x'_2 + a}{d_2} \right) d_2 \\ &= \bar{Q}_2 \left[l_2 + \left(a + \frac{r_0 R_0}{R_0 - r_0} + \frac{r_2 R_2}{R_2 - r_2} \right) \varphi \right]. \end{aligned}$$

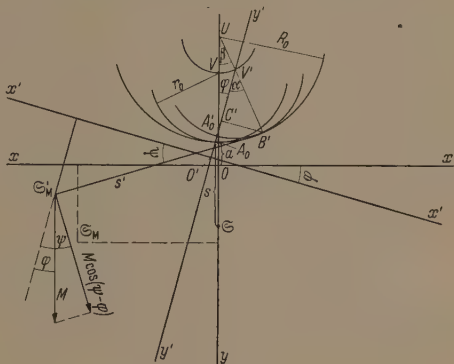


Abb. 2.

Der Schwerpunkt S_M des Waagebalkens allein hat, wenn etwa $l_1 q_1 > l_2 q_2$ ist, die Koordinaten:

$$x_M = \frac{q_1 l_1 - q_2 l_2}{M},$$

$$y_M = \frac{\bar{M}}{M} (s - a),$$

worin $\bar{M} = M + q_1 + q_2$.

Die Länge des Dreharmes $s' = S'_M B'$ ist dann

$$s'_x = \frac{q_1 l_1 - q_2 l_2}{\bar{M}} + \frac{r_0 R_0}{R_0 - r_0} \varphi,$$

$$s'_y = s + \frac{q_1 + q_2}{\bar{M}} (s - a).$$

Für das in B' angreifende Drehmoment des Waagebalkens ergibt sich

$$\begin{aligned} \mu_0 &= M \left(s + \frac{r_0 R_0}{R_0 - r_0} \right) \varphi \\ &\quad + (q_1 + q_2) (s - a) \varphi + q_1 l_1 - q_2 l_2. \end{aligned}$$

Somit folgt aus der Gleichgewichtsbedingung $\mu_0 + \mu_2 = \mu_1$:

$$E = l_0 \frac{d\varphi}{dz} = \frac{l_0 l_1}{\bar{M} \left(s + \frac{r_0 R_0}{R_0 - r_0} \right) + q_1 \frac{r_1 R_1}{R_1 - r_1} + q_2 \frac{r_2 R_2}{R_2 - r_2} + (Q_1 + Q_2) \left(a + \frac{r_0 R_0}{R_0 - r_0} + \frac{l_2}{l_1 + l_2} \frac{r_1 R_1}{R_1 - r_1} + \frac{l_1}{l_1 + l_2} \frac{r_2 R_2}{R_2 - r_2} \right)} \quad (4)$$

Für plane Pfannen ergibt sich entsprechend

$$E = \frac{l_0 l_1}{\bar{M}(s + r_0) + q_1 r_1 + q_2 r_2 + (Q_1 + Q_2) \left(a + r_0 + \frac{l_2}{l_1 + l_2} r_1 + \frac{l_1}{l_1 + l_2} r_2 \right)} \quad (5)$$

Ist der Waagebalken für sich allein im Gleichgewicht und s der Abstand seines Schwerpunktes von der Drehachse für $\varphi = 0$, so erhalten wir

$$E = \frac{l_0 l_1}{M \left(s + \frac{r_0 R_0}{R_0 - r_0} \right) + (\bar{Q}_1 + \bar{Q}_2) \left(a + \frac{r_0 R_0}{R_0 - r_0} + \frac{l_2}{l_1 + l_2} \frac{r_1 R_1}{R_1 - r_1} + \frac{l_1}{l_1 + l_2} \frac{r_2 R_2}{R_2 - r_2} \right)} \quad (6)$$

und für plane Pfannen die (5) entsprechende Formel.

Ist I_s das Trägheitsmoment des Waagebalkens allein in bezug auf seine Schwereachse, \bar{I}_φ das Gesamtträgheitsmoment des Balkens und der Belastungen q_1 und q_2 in bezug auf die momentane Drehachse B' beim Winkel φ , so erhält man unter Benutzung des STEINERSCHEN Satzes:

$$\bar{I}_\varphi = I_s + \frac{1}{M} (q_1 l_1 - q_2 l_2)^2 + M \left[s + \frac{q_1 + q_2}{M} (s - a) \right]^2 + q_1 (l_1^2 + a^2) + q_2 (l_2^2 + a^2) - 2 \left(q_1 l_1 \frac{r_1 R_1}{R_1 - r_1} + q_2 l_2 \frac{r_2 R_2}{R_2 - r_2} \right) \varphi.$$

Hierin ist das von φ abhängige letzte Glied sehr klein gegenüber der Summe der übrigen, da $\frac{r_1 R_1}{R_1 - r_1}$ und $\frac{r_2 R_2}{R_2 - r_2}$ in jedem praktischen Fall klein sind gegen l_1 und l_2 und überdies noch mit der kleinen Zahl φ

$$\frac{T^2}{4\pi^2} = \frac{\bar{I} + l_1 l_2 (Q_1 + Q_2)}{g \left[\bar{M} \left(s + \frac{r_0 R_0}{R_0 - r_0} \right) + q_1 \frac{r_1 R_1}{R_1 - r_1} + q_2 \frac{r_2 R_2}{R_2 - r_2} + (Q_1 + Q_2) \left(a + \frac{r_0 R_0}{R_0 - r_0} + \frac{l_2}{l_1 + l_2} \frac{r_1 R_1}{R_1 - r_1} + \frac{l_1}{l_1 + l_2} \frac{r_2 R_2}{R_2 - r_2} \right) \right]} \quad (7)$$

und die (5) und (6) entsprechenden Beziehungen, wobei in der letzten Gleichung der Zähler rechts auch geschrieben werden kann: $\bar{I} + l_1 l_2 (\bar{Q}_1 + \bar{Q}_2)$.

Division von (7) und (4) ergibt:

$$\frac{g l_0 l_1 T^2}{4\pi^2 E} = \bar{I} + l_1 l_2 (Q_1 + Q_2). \quad (8)$$

Der Quotient ist also unabhängig von den Schneiden-Pfannen-Verhältnissen und gestattet die Bestimmung von \bar{I} bzw. I .

$$\begin{aligned} \bar{M} \left(s + \frac{r_0 R_0}{R_0 - r_0} \right) + q_1 \frac{r_1 R_1}{R_1 - r_1} + q_2 \frac{r_2 R_2}{R_2 - r_2} + \left(a + \frac{r_0 R_0}{R_0 - r_0} + \frac{l_2}{l_1 + l_2} \frac{r_1 R_1}{R_1 - r_1} + \frac{l_1}{l_1 + l_2} \frac{r_2 R_2}{R_2 - r_2} \right) (Q_1 + Q_2) \\ = \bar{M} \bar{s} + \bar{a} (Q_1 + Q_2) = \frac{l_0 l_1}{E} = \frac{4\pi^2}{g T^2} [\bar{I} + l_1 l_2 (Q_1 + Q_2)], \end{aligned} \quad (9)$$

wenn man

$$\bar{s} = s + \frac{r_0 R_0}{R_0 - r_0} + \frac{q_1}{M} \frac{r_1 R_1}{R_1 - r_1} + \frac{q_2}{M} \frac{r_2 R_2}{R_2 - r_2}$$

und

$$\bar{a} = a + \frac{r_0 R_0}{R_0 - r_0} + \frac{l_2}{l_1 + l_2} \frac{r_1 R_1}{R_1 - r_1} + \frac{l_1}{l_1 + l_2} \frac{r_2 R_2}{R_2 - r_2}$$

setzt.

Damit entsteht wieder eine Gleichung der Form (3) und man kann durch Messung von E oder T bei verschiedener Belastung prüfen, ob eine elastische Verformung des Waagebalkens im Belastungsbereich stattfindet. Ergibt (9) eine Gerade, so können \bar{a} und \bar{s} daraus bestimmt werden.

multipliziert werden. Daher ergibt sich in erste Näherung, wenn noch a^2 gegen l_1^2 und l_2^2 vernachlässigt wird,

$$\bar{I}_\varphi = \bar{I}_0 = I_0 + q_1 l_1^2 + q_2 l_2^2,$$

worin I_0 das Trägheitsmoment des Balkens allein in bezug auf B' ist.

Für die Trägheitsmomente von Q_1 und Q_2 in bezug auf B' ergibt sich in gleicher Weise

$$I_{Q_1} = Q_1 l_1^2,$$

$$I_{Q_2} = Q_2 l_2^2.$$

Das gesamte Trägheitsmoment ist also in erste Näherung unabhängig von φ und gleich

$$\bar{I} + Q_1 l_1^2 + Q_2 l_2^2 = I + \bar{Q}_1 l_1^2 + \bar{Q}_2 l_2^2 = \bar{I} + l_1 l_2 (Q_1 + Q_2)$$

Damit ergibt sich für die Schwingungsdauer der Ausdrück

(4) und (7) zeigen, daß Empfindlichkeit und Schwingungsdauer bei gegebenem s um so geringe

werden, je mehr die Größen $\frac{r R}{R - r} = \frac{r}{1 - \frac{r}{R}}$ anwachsen

d. h. je größer die Krümmungsradien der Schneiden sind und je weniger die Krümmungen der Pfannen die der Schneiden übersteigen. Hieraus erklärt sich der Vorteil ebener Pfannen oder Pfannen mit ebenen Grund.

Aus (4) und (7) ergibt sich weiter

Kann man Waagebalken eine der Schneiden in der Höhe stellt, so bietet sich nach der Bestimmung von \bar{s} und \bar{a} weiterhin die Möglichkeit, durch eine solche Verstellung eine bestimmte Abhängigkeit der Empfindlichkeit oder der Schwingungsdauer von der Belastung zu erhalten. Eine Veränderung $\Delta \bar{a}$ von \bar{a} kann erreicht werden durch senkrechte Verschiebung der Mittelschneide um $\Delta \bar{a}$ oder der Außenschneide 1 um $\frac{l_1 + l_2}{l_2} \Delta \bar{a}$ oder der Schneide 2 um $\frac{l_1 + l_2}{l_1} \Delta \bar{a}$. Dabei ändert sich \bar{s} entsprechend um die Beträge $\Delta \bar{s} = \Delta \bar{a}$; $\Delta \bar{s} = \frac{q_1}{M} \frac{l_1 + l_2}{l_2} \Delta \bar{a}$; $\Delta \bar{s} = \frac{q_2}{M} \frac{l_1 + l_2}{l_1} \Delta \bar{a}$.

Soll z. B. durch senkrechte Verschiebung einer Schneide die Empfindlichkeit oder die Schwingungsdauer unabhängig von der Belastung werden, so lauten die entsprechenden Bedingungen für $E = \text{Konst.}$:

$\bar{a} = \bar{a}$; für $T = \text{Konst.}$: $\frac{\bar{s} - \Delta \bar{s}}{\bar{a} - \Delta \bar{a}} = \frac{\bar{I}}{l_1 l_2 \bar{M}}$. Nachgehend sind die für diese beiden Fälle erforderlichen Schneideneinstellungen und die sich ergebenden Werte für E und T^2 zusammengestellt:

der Schneide eingestellt wird	Höhenänderung der Schneide	Erhaltener Wert für E bzw. T^2
$E = \text{Konst.}$		
0	\bar{a}	$E = \frac{l_0 l_1}{\bar{M} (\bar{s} - \bar{a})}$
1	$\frac{l_1 + l_2}{l_2} \bar{a}$	$E = \frac{l_0 l_1}{\bar{M} \bar{s} - q_1 \frac{l_1 + l_2}{l_2} \bar{a}}$
2	$\frac{l_1 + l_2}{l_1} \bar{a}$	$E = \frac{l_0 l_1}{\bar{M} \bar{s} - q_2 \frac{l_1 + l_2}{l_1} \bar{a}}$
$T = \text{Konst.}$		
0	$\frac{\bar{I} \bar{a} - l_1 l_2 \bar{M} \bar{s}}{\bar{I} - l_1 l_2 \bar{M}}$	$T^2 = \frac{4 \pi^2 \bar{I} - l_1 l_2 \bar{M}}{g \bar{M} (\bar{s} - \bar{a})}$
1	$\frac{l_1 + l_2}{l_2} \frac{\bar{I} \bar{a} - l_1 l_2 \bar{M} \bar{s}}{\bar{I} - q_1 l_1 (l_1 + l_2)}$	$T^2 = \frac{4 \pi^2 \bar{I} - q_1 l_1 (l_1 + l_2)}{g \bar{M} \bar{s} - q_1 \frac{l_1 + l_2}{l_2} \bar{a}}$
2	$\frac{l_1 + l_2}{l_1} \frac{\bar{I} \bar{a} - l_1 l_2 \bar{M} \bar{s}}{\bar{I} - q_2 l_2 (l_1 + l_2)}$	$T^2 = \frac{4 \pi^2 \bar{I} - q_2 l_2 (l_1 + l_2)}{g \bar{M} \bar{s} - q_2 \frac{l_1 + l_2}{l_1} \bar{a}}$

Einer Senkung der Mittelschneide entspricht dabei eine Erhöhung einer Außenschneide und umgekehrt. Die neuen Werte $\bar{s}' = \bar{s} - \Delta \bar{s}$ und $\bar{a}' = \bar{a} - \Delta \bar{a}$, die sich infolge einer solchen Lageveränderung einer Schneide ergeben, können nach dem Vorstehenden leicht berechnet werden.

Besitzt die Waage ein über der Mittelschneide befindliches Gewicht der Masse m , das zur Veränderung der Empfindlichkeit und Schwingungsdauer um meßbare Beträge $\Delta \sigma$ in der Höhe verstellt werden kann, so können weiter nach (9) vorgegebene Werte von E oder T eingestellt werden, da sich für die erforderliche Änderung $\Delta \bar{s}'$ von \bar{s}' ergibt:

$$\Delta \bar{s}' = \frac{m}{\bar{M}} \Delta \sigma. \quad (10)$$

Besteht die Möglichkeit, bei der Überprüfung einer Waage mit gekerbten Pfannen diese einzeln gegen plane Pfannen auszutauschen, so kann untersucht werden, wie groß der Einfluß der ausgebauten Pfanne auf E und T ist. Wird etwa der Austausch bei der Mittelpfanne vorgenommen, so ergibt sich aus (9) durch Differenzbildung, wenn E oder T bei der gleichen Belastung vor und nach dem Austausch gemessen werden und sich die Differenz

$$\frac{1}{E_1} - \frac{1}{E_2} = \Delta \frac{1}{E} \quad \text{bzw.} \quad \frac{1}{T_1^2} - \frac{1}{T_2^2} = \Delta \frac{1}{T^2}$$

ergibt:

$$\frac{r_0}{r_0 - 1} = \frac{l_0 l_1}{\bar{M} + Q_1 + Q_2} \Delta \frac{1}{E} = \frac{4 \pi^2 \bar{I} + l_1 l_2 (Q_1 + Q_2)}{g \bar{M} + Q_1 + Q_2} \Delta \frac{1}{T^2}. \quad (11)$$

Bei Austausch einer Seitenpfanne folgt ebenso:

$$\begin{aligned} \frac{r_1}{r_1 - 1} &= \frac{l_0 l_1}{q_1 + \frac{l_2}{l_1 + l_2} (Q_1 + Q_2)} \Delta \frac{1}{E} \\ &= \frac{4 \pi^2 \bar{I} + l_1 l_2 (Q_1 + Q_2)}{g \frac{q_1 + \frac{l_2}{l_1 + l_2} (Q_1 + Q_2)}{l_1 + l_2}} \Delta \frac{1}{T^2}. \end{aligned} \quad (11')$$

und die entsprechende Formel für $\frac{r_2}{r_2 - 1}$.

Sind die Ausdrücke (11) sehr klein, so verhalten sich die Kerpffannen wie plane Pfannen. Nähert sich dagegen der Wert von R der Größe des Schneidenradius, so ergibt die entsprechende Gleichung (11) einen großen Wert. In diesem Falle liegen bei der betreffenden Pfanne ungünstige Verhältnisse vor.

Meßergebnisse:

Bei der untersuchten Druckwaage ist:

\bar{M}	q_1	q_2	l_2	l_1	l_3
kg			cm		
47,746	4,442	9,427	81,12	69,97	7,05

Es wurden E und T in Abhängigkeit von $Q_1 + Q_2$ gemessen und zwar bei Verwendung von Kerpffannen und bei Verwendung von planen Pfannen. Die Ergebnisse der Messungen und die daraus nach (9) berechneten Werte sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1.

1	2	3	4	5	6
$Q_1 + Q_2$	E	T	$\frac{l_0 l_1}{E}$	$\frac{4 \pi^2 \bar{I} + l_1 l_2 (Q_1 + Q_2)}{g \bar{M}}$	Mittel aus 4 u. 5
kg	cm/g	sec	kg cm	kg cm	kg cm

I. Gekerbte Pfannen

0	1,935	25,90	2,94	2,94	2,94
31,717	1,080	22,05	5,26	5,35	5,30
59,242	0,815	21,24	6,97	6,98	6,97
86,766	0,720	21,30	7,88	8,14	8,01
114,291	0,615	21,46	9,23	9,20	9,22
141,814	0,545	21,48	10,42	10,37	10,39
169,335	0,500	21,65	11,35	11,37	11,36
196,861	0,452	21,68	12,56	12,51	12,53
224,386	0,420	21,62	13,52	13,74	13,63

II. Plane Pfannen

0	2,250	28,95	2,52	2,35	2,44
31,717	1,600	27,88	3,55	3,35	3,45
59,242	1,375	28,08	4,13	3,99	4,06
86,766	1,215	28,30	4,67	4,61	4,64
114,291	1,090	28,63	5,21	5,17	5,19
141,814	1,020	29,10	5,56	5,65	5,61
169,335	0,968	29,60	5,86	6,08	5,97
196,861	0,870	30,15	6,52	6,46	6,49
224,386	0,822	30,40	6,91	6,95	6,93

Das Trägheitsmoment \bar{I} wurde nicht unmittelbar bestimmt, sondern es wurde der Wert 49000 kg cm² benutzt, der sich als Mittelwert aus den nach (8) gebildeten Ausdrücken ergibt. Daher sind die Zahlen der Spalte 5 auch von dem mittleren Verlauf der ge-

messenen Werte für E abhängig. Sie haben also die Bedeutung von Ausgleichswerten. Sie wurden mit herangezogen, weil T genauer gemessen werden konnte als E . In Spalte 6 sind die Mittel aus den Spalten 4 und 5 angegeben. Diese Mittel sind in Abb. 3 in Abhängigkeit von $Q_1 + Q_2$ aufgetragen. Die ausgezogenen beiden Geraden ergeben sich unter Berücksichtigung aller Meßpunkte. Diese zeigen erst bei höherer Belastung einen geradlinigen Verlauf, wie die gestrichelten Geraden deutlich machen. Da die Waage in der Mitte und an der stärker belasteten Außenseite Doppelschneiden hat, wird die Ursache für die zu tief liegenden Anfangswerte in einer geringen Unparallelität der Schneiden vermutet. Es erfolgt dann zunächst eine elastische Verformung, deren Zuwachs abnimmt,

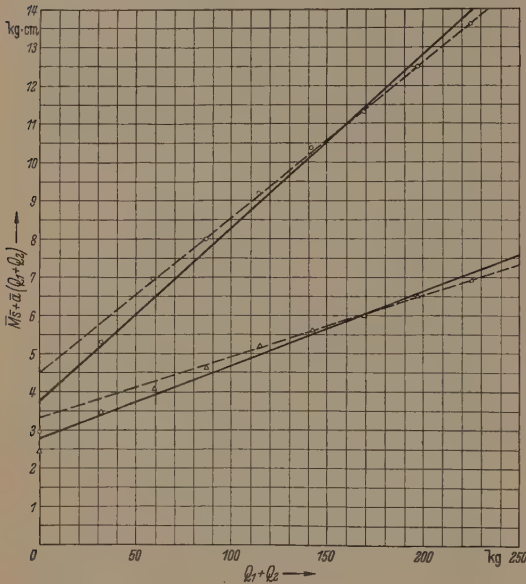


Abb. 3. Verlauf der Funktion (9) für Plan- und Kerbpfannen.

bis die Schneiden in ihrer ganzen Länge aufliegen. Hierdurch wird anfangs eine schnellere Abnahme von E bewirkt.

Wird diese Anfangstörung unberücksichtigt gelassen und die ausgezogenen Linien dem Verlauf der Werte für E und T zugrundegelegt, so ergeben sich bei Verwendung der gekerbten Pfannen die Werte $\bar{a} = 0,454$ mm, $\bar{s} = 0,788$ mm; bei planen Pfannen $\bar{a} = 0,191$ mm und $\bar{s} = 0,586$ mm. In Tab. 2 sind die Beträge zusammengestellt, um die die Höhe einer der drei Schneiden verändert werden muß, um konstantes E bzw. konstantes T zu erhalten. Dabei gilt eine Verschiebung nach oben als positiv (Tab. 2).

Es wurde noch untersucht, in welchem Ausmaß die einzelnen gekerbten Pfannen die Werte für E und T beeinflussen. Hierzu wurden die Pfannen einzeln mit planen vertauscht. Ferner wurde in einer weiteren Meßreihe von planen Pfannen ausgegangen und diese einzeln mit gekerbten vertauscht. Auch hier ergibt sich durch

Tabelle 2.

Höhenänderung der Schneide in mm			<i>E</i>	<i>T</i>
0	1	2	cm/g	sec
Kerbpfannen				
—0,45			3,56	
	+4,96		3,64	
		+0,50	1,72	
—0,15				25,3
	+1,61			25,4
		+0,09		23,2
Planpfannen				
—0,19			3,01	
	+2,09		3,03	
		+0,21	2,18	
+0,17				23,3
	—1,93			23,2
		—0,11		26,1

Differenzbildung aus (9) die Formel (11) bzw. (11'). Die Ergebnisse sind in Tabelle 3 angegeben, wobei Kerbpfanne, p Planpfanne bedeuten. Als Belastung $Q_1 + Q_2$ wurde in allen Fällen 114,291 kg gewählt. Wegen der Notwendigkeit, nach jeder Messung den Waagebalken oder eines der Gehänge abzunehmen, waren sprunghafte Änderungen der Empfindlichkeit und Schwingungsdauer nicht ganz zu vermeiden, was sich an einer stärkeren Schwankung der Meßwerte zeigt.

Die Werte der vorletzten beiden Spalten haben für die Schneide 1 eine stärkere Streuung, da diese Schneide wenig belastet wird und daher keinen großen Einfluß auf E und T hat. Die Messung zeigt, daß nur an der Außenseite 2 durch die gekerbten Pfannen die Empfindlichkeit wesentlich herabgesetzt wird. Hier wird daher eine Nacharbeit des Grundes der Kerbe angedacht sein. Um aus den in Tab. 3 angegebenen Mittelwerten die effektiven Werte der Pfannenradien zu erhalten, müßten die Schneidenradien nach bekanntem Verfahren [4] gemessen werden. Um eine Vorstellung von der Größenordnung der R -Werte zu bekommen, sei die Annahme gemacht, daß alle Schneidenradien gleich groß seien. Da nach einer Vermessung des Waagebalkens $a = 0 \pm 0,01$ mm, erhält man aus der Neigung der gestrichelten Linie in Abb. 3 für den Mittelwert

$$r = \frac{1}{2} \left(r_0 + \frac{l_2}{l_1 + l_2} r_1 + \frac{l_1}{l_1 + l_2} r_2 \right) = 0,08 \text{ mm.}$$

Tabelle 3.

Pfanne	E	T	$\Delta \frac{1}{E}$	$\Delta \frac{1}{T^2}$	$\frac{r}{R-1}$ nach (11) u. (11') berechnet aus		Mittelwerte
					E	T	
2 0 1	cm/g	sec	g/cm	sec ⁻²			
k k k	0,61	21,25					$\frac{r_0}{R_0-1} = 0,05$ mm
k k p	0,61	21,45	0,000	0,000044	0,00	0,12	
k k k	0,61	21,25					
p k k	1,17	29,60	0,683	0,000909	0,34	0,34	$\frac{r_1}{R_1-1} = 0,1$ mm
k k k	0,69	22,92					
k p k	0,67	22,35	0,000	0,000007	0,00	0,00	
k k k	0,66	21,70					$\frac{r_2}{R_2-1} = 0,33$ mm
p p p	1,29	30,82					
p k p	1,23	29,95	0,026	0,000040	0,01	0,01	
p p p	1,25	30,18					$\frac{r_2}{R_2-1} = 0,33$ mm
p p k	1,20	29,90	0,033	0,000025	0,13	0,08	
p p p	1,25	30,36					
k p p	0,69	22,58	0,656	0,000890	0,33	0,33	
p p p	1,27	30,75					

mit den Werten der letzten Spalte der Tab. 3 ergibt sich dann: $R_0=0,2$; $R_1=0,15$; $R_2=0,1$ mm. Aus der Größe dieser Werte kann geschlossen werden, daß weniger das Profil der Kerbe als vielmehr die Oberflächenbeschaffenheit des Kerbengrundes von Einfluß ist.

Zusammenfassung

Der Einfluß der Schneiden-Pfannen-Verhältnisse auf die Empfindlichkeit und Schwingungsdauer von Balkenwaagen wird für den allgemeinen Fall nicht-aner Pfannen, Balken mit ungleich langen Armen und mit einem nicht senkrecht unter der Drehachse befindlichen Schwerpunkt rechnerisch behandelt. Hieraus ergeben sich einfache Möglichkeiten, den Einfluß der Pfannen oder auch einzelner Pfannen zu untersuchen, sowie durch Verstellung einer beliebigen

Schneide den Verlauf von Empfindlichkeit und Schwingungsdauer in berechenbarer Weise zu beeinflussen. Die Ergebnisse der Rechnung werden auf einige Meßreihen an einer Druckwaage angewandt.

Den Herren Dr. GIELESSEN, Prof. MINTROP und Prof. STILLE bin ich für Diskussionen und Hinweise zu verbindlichstem Dank verpflichtet.

Literatur: [1] Siehe z. B. den Beitrag „Balances“ von F. A. GOULD im Dictionary of Applied Physics, Bd. III, 1950, S. 114. — [2] Über den Einfluß der Durchbiegung vgl. HOHNHAUS, Feingerätetechnik 3, 77 u. 258 (1954). — [3] SCHMERWITZ, G.: Phys. Z. 33, 234 (1932). — [4] SCHMERWITZ, G.: Z. Instr. Kde. 52, 1 (1932); GUGLIELMO, G., Lincei Red.-[5] 11, 263 (1902); HODSMAN, G. F. u. F. A. CHAPPELL: J. Sc. Instr. 29, 330 (1952).

Dr. HENRY POLTZ,

Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig.

Stoß-Schallquellen, Grundlagen und Analogie zu Sprengstoffumsetzungen

Von FRANK FRÜNGEL und HANS KELLER

(Eingegangen am 2. November 1956)

Es gibt zwei Arten von Schallerzeugern. Die erste Gruppe sind reversible, sie strahlen bei Zuführung elektrischer oder mechanischer Energie Schall ab und liefern bei Auftreffen von Schall gleichartige mechanische oder elektrische Energie. Hierzu gehören magnetostriktive, elektrostriktive, elektrodynamische und elektrostatische Geber sowie solche mit Quarzen. Die zweite Gruppe arbeitet mit irreversiblen Prozessen. Sie lassen sich nicht als Mikrophone, wie die erste Gruppe, benutzen. Hierzu gehören Sprengstoffe, die auf Grund einer chemischen Umsetzung Schall erzeugen. Die irreversiblen Geber zeichnen sich dadurch aus, daß die Druckamplitude so hoch werden kann, daß das Medium, in dem sie arbeiten, nicht mehr konstante Schallgeschwindigkeit besitzt, die Schallgeschwindigkeit ist vielmehr in unmittelbarer Nähe überhöht. Alle bekannten Maßnahmen der sogenannten Schall-optik, d. h. der Anwendung von akustischen Linsen und Spiegeln, die bei reversiblen Gebern nützlich sind, werden unbrauchbar, da beide Voraussetzungen ihrer Funktion entfallen, nämlich konstante Schallgeschwindigkeit und konstante Frequenz. Interferenzüberlagerungen entfallen, da keine Minima den Spitzen folgen, sondern der Druckausgleich überaus langsam erfolgt. Die irreversiblen Schallerzeuger waren bisher technisch nur für die Erzeugung einzelner intensiver Schallstöße brauchbar. Nur sehr schwache Schallgeber, die nicht durch chemische Zersetzung sondern durch Verdampfung des Mediums Schall erzeugen, lassen sich zu periodischen Arbeiten, z. B. für leistungsschwache Signale, anwenden. Zu dieser Gruppe gehört auch der WEHNELT-Unterbrecher. Zur Erzeugung von starken Schallstößen ist bekannt, elektrische Unterwasserfunken zu verwenden. Eine praktisch brauchbare Verwirklichung hat dieser Gedanke jedoch noch nicht gefunden, trotz vieler Versuche, die Konstanz und Lebensdauer zu verbessern.

Läßt man in einer Flüssigkeit, beispielsweise Wasser, einen elektrischen Funken hoher Leistung überspringen, so gehen von diesem durch die plötzliche Expansion der verdampften und zersetzten Flüssigkeit außerordentlich starke Knallwellen aus,

die oft zu Gefäßzerstörungen führen. Es können dabei bis zu 50% der zugeführten elektrischen Leistung als mechanische Wirkleistung im Schallfeld ausgenutzt werden.

Durch die geeignete Bemessung von Selbstinduktion und Kapazität in dem Funkenentladungskreis wird der Expansionsverlauf des Funkens, begleitet von einer analogen Druckwelle, so gestaltet, daß bestimmte Forderungen hinsichtlich der Impulshäufigkeit sowie Dauer des einzelnen Impulses erfüllt werden.

Der hierbei benutzte Kondensator wird in allen Fällen eine solche Größe haben müssen, daß seine elektrische Energie $1/2 CU^2$ bei dem feststehenden Wirkungsgrad der gewählten Anordnung den Ultraschalleistungsverbrauch für jeweils einen Impuls zu decken erlaubt. Es kann wahlweise mit großer Kapazität und kleiner Spannung oder umgekehrt gearbeitet werden, wobei man bei vorgegebener Selbstinduktion bei gleicher Energie im Kondensator einmal einen langsamen oder einen schnellen Ablauf des Funkenentladungsvorganges erhält. Ferner kann durch Veränderung der Selbstinduktion der Vorgang selbst periodisch, aperiodisch und in der Impulshäufigkeit variabel gestaltet werden. Man hat es durch Wahl der Größen von Kapazität und Selbstinduktion in der Hand, weitgehend die Amplitude der Stoß-Schallwelle zu beeinflussen. Da, wie von den Ölschaltern großer Leistungen bekannt, in isolierenden Flüssigkeiten, bei eingebauten Hilfsfunkenstrecken aber auch in Wasser, der Funke schnell erlischt, kann man eine hohe Zahl von Impulsen in der Zeiteinheit ohne Bildung eines stehenden Lichtbogens erzwingen (vgl. WEHNELT-Unterbrecher). Setzt man die Flüssigkeit zusätzlich unter Druck, so kann die Funkenfolge größer gemacht werden. Den zeitlichen Ablauf der Stoßwelle kann man durch die elektrolytische Leitfähigkeit des Mediums ebenfalls verändern: gute Leitfähigkeit (1–10% Salze im Wasser oder ein p_H um 3–5) ergibt härtere Stöße als bei Verwendung von beispielsweise Leitungswasser erhalten werden. Unter Berücksichtigung der Forderung nach höchster kurzzeitiger Im-

pulsenergie bei der Ultraschallerzeugung ergibt sich größenordnungsmäßig folgendes Zahlenbeispiel:

Ultraschallstoßleistung bei Impulsbetrieb max. 10^4 Watt, Dimensionierung des Kreises: $0,5 \mu\text{F}$ Ladekapazität, 10 kV Ladespannung, $0,5 \mu\text{H}$ Selbstinduktion.

Bei sehr großen Kondensatorbatterien und kleinen Selbstinduktionen nähert man sich in der Wirkung des Funkens der Explosion kleiner detonabler Sprengstoffmengen.

Es läßt sich eine Analogie zwischen den Erscheinungen bei Sprengstoffumsetzungen (Detonationen) und Flüssigkeitsfunken aufzeigen.

Berechnungen von Ultraschallstößen von Unterwasserfunken

Diejenige Spannung und Kapazität, die man erfahrungsgemäß zur Erzeugung eines Unterwasserfunkens braucht, beträgt ca. 20 kV an z. B. $2 \cdot 10^{-3}$ Farad. Dann ist die Energie für diesen Funken

$$\frac{CU^2}{2} = \frac{400 \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 10^{-3}}{2} \text{ Wsec} = 4 \text{ Wsec}.$$

Man kann also beispielsweise mit 4 Ws/Funken rechnen bzw. bei einer am Wechselstromnetz bei direkter Speisung über Trafo erreichbaren Frequenz von 100 Funken/sec mit einer zu investierenden Leistung von ca. 500 W rechnen.

Die Erkenntnis der Gesetzmäßigkeiten der Unterwasserspaltungen können gut qualitative und quantitative Anhaltspunkte über die Physik der Wasserfunken und ihrer Knallwellen geben. Da 1 g Sprengstoff etwa 1000 cal Energie frei macht (entsprechend ca. 4000 Ws), entspricht einem Funken von 4 Wsec eine Energie von etwa 1 mg Sprengstoff, das ist räumlich eine Kugel von rund 1 mm Durchmesser bei einem spezifischen Gewicht des Sprengstoffes von $1,6$. In dem Kugelvolumen herrscht nach der Detonation eine Temperatur von ca. 2100°C . Auf die Frage, wieviel Kalorien dem gleichen Wasservolumen zugeführt werden müssen, um es auf eine ebenso hohe Temperatur zu bringen, erhält man etwa folgende Bilanz:

Angenommenes Wasservolumen: $0,6 \text{ mm}^3$ (entsprechend einem Wassergewicht von $0,6 \cdot 10^{-3} \text{ g}$) Erwärmung dieses Wasservolumens von 20°C auf 341°C (kritische Temperatur) durch

$$321 \frac{\text{cal}}{\text{g}} \cdot 0,6 \cdot 10^{-3} \text{ g} = 190 \cdot 10^{-3} \text{ cal}.$$

Umwandlung dieses Volumens in die Dampfphase:

$$539 \frac{\text{cal}}{\text{g}} \cdot 0,6 \cdot 10^{-3} \text{ g} = 330 \cdot 10^{-3} \text{ cal}.$$

Erwärmung des Dampfes von 341°C auf 2100°C :

$$1759 \frac{\text{cal}}{\text{g}} \cdot 0,5 \cdot 0,6 \cdot 10^{-3} \text{ g} = 540 \cdot 10^{-3} \text{ cal}.$$

(Der Faktor $0,5$ ist die mittlere spezifische Wärme des Dampfes.) Addiert man obige drei Kalorienbeträge, so erhält man als gesamte Wärmezufuhr ungefähr 1 cal entsprechend rund 4 Ws . D. h. der beobachtete Funke einer 4 Ws -Entladung hat offenbar vergleichbare Wirkung wie die Detonation von 1 mg Sprengstoff. Da die Dichte des Wassers nicht sehr von dem des Sprengstoffes verschieden ist, so kann man annehmen, daß die Erscheinungen, die nach dem Zeitpunkt ablaufen, in dem die Gasblase diesen Durchmesser erreicht, weit-

gehend ähnlich wie beim Sprengstoff sind. Es bleibt die Frage, ob in der Zeit vorher nennenswerte Energien aus dem Funkenbereich verlorengehen. Außer sichtbarer und UV-Strahlung bleiben aber alle Energien im Funkenblasenbereich hängen und es liegt bis jetzt kein Grund vor, anzunehmen, daß mehr als $1/10$ der Energie weiter wegstrahlt. Sogar bei intensiven Funkenentladungen in Gasen ist die derzeitige Auffassung, daß in der ersten Phase Strahlungsverluste vernachlässigbar sind [1].

Nach dieser Vorstellung kann man eine weitgehende rohe quantitative Übereinstimmung zwischen den Sprengstoffvorgängen und dem Funken im Wasser erwarten, weshalb die Ergebnisse der erstgenannten im folgenden dargestellt werden.

Solange im Blasenbereich (Sprengstoff) noch Druck von einigen (1 bis 8) 10^4 atü herrscht, ist das Wasser des Randbereiches noch als hochkompressibel zu bezeichnen. In ihm baut sich deshalb eine steile Druckwelle auf, die mit Überschallgeschwindigkeit wegläuft. Von größeren Spaltungen her ist bekannt, daß diese Druckwelle sowie die später folgenden viel kleineren Druckwellen etwa 15% der Gesamtenergie enthalten, während bei kleineren Sprengmassen mit einem höheren Anteil, aber wohl kaum mehr als 30% gerechnet werden kann. Bei oben genanntem Beispiel von 100 Funken/sec könnte man also einen Schallanteil von ca. 15 — 60 W erwarten, der sich ziemlich gleichmäßig kugelsymmetrisch verteilt. Nach einigen cm Laufweg können die Knallwellen schon mit guter Näherung durch die bekannten Schallgesetze weiter beschrieben werden. Die Sprengdruckwellen lassen sich roh als dreieckförmige Druckwellen bezeichnen mit so steiler Front, daß deren Bereich kleiner als $1/10$ der gesamten Wellenlänge ist. Unter Benutzung des hier gewählten Maßsystems läßt sich die Amplitude entsprechender Druckwellen in folgender Form darstellen

$$P_{\text{max}} \approx 540 [\text{kp} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{cal}^{-1/3}] \frac{\sqrt[3]{E}}{r}$$

worin E die freigemachte Energie und r die Entfernung vom Zentrum ist.

In einer Entfernung von 10 cm vom Funken ist also eine Druckspitze von ca. 50 atü zu erwarten.

Für die Dauer einer solchen Druckwelle gilt

$$t \approx 0,3 \cdot 10^{-6} [\text{sec cal}^{-1/3}] \sqrt[3]{E}$$

Für das angezogene Beispiel ist $t = 0,3 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$ was gleichzeitig den Frequenzhauptanteil von $3 \cdot 10^6 \text{ Hz}$ angibt.

Die Verwendung des Wortes Ultraschall ist hier also berechtigt.

Aus den Formeln geht hervor, daß die Eigenfrequenz bzw. Druckwellendauer sich nur mit der 3. Wurzel der Funkenenergie ändert, die beim Unterwasserfunken ohnehin nur schwierig vergrößert und überhaupt nicht verkleinert werden kann. Die Amplitude läßt sich jedoch sehr einfach durch Abstandsveränderung variieren. Ein wichtiges Grundgesetz der Akustik läßt auch eine Ermittlung der Teilchengeschwindigkeit (= Schallschnelle) zu:

$$P = u \cdot c \cdot \rho$$

wobei P = Schalldruck, u = Schallschnelle, c = Schallgeschwindigkeit und ρ = Dichte des Mediums in g/cm^3 sind.

Für einen Schalldruck von beispielsweise 50 atü (etwa $= 50 \cdot 10^6 \text{ dyn/cm}^2$) errechnet sich aus obiger Formel eine Schallschnelle von $u = 330 \text{ cm/sec}$, eine Größe, die durchaus klein gegenüber der Schallgeschwindigkeit von $c = 15 \cdot 10^4 \text{ cm/sec}$ ist und somit die akustische Betrachtungsweise rechtfertigt.

Es wurde gesagt, daß 30 Watt Schalleistung größenordnungsmäßig erreicht werden müßten, diese aber kugelsymmetrisch verteilen. Bei einer Ausnutzung eines Kegelraumes von 60° Öffnung hat man dann aber nur noch $1/30$, also 1 Watt nutzbar. Wohl ist es denkbar, durch Stahlhohlspiegel eine Bündelung zu erzielen, aber diese dürfte über den Faktor 5 hinaus kaum erreichbar sein. Außerdem muß man mit Reflexionsverlusten an Zwischenmedien und Übergangsflächen rechnen.

Das Beispiel hat eine Wellenlänge von 0,5 mm im Wasser, das bedeutet, daß eine Übergangsmembran höchstens 0,05 mm dick sein darf, was andererseits bedingt, daß sie erst in gewisser Entfernung verwandt werden kann, weil sie leicht zerstört werden kann. Eine gute Auswertung konnte erwartet werden, wenn das zu beschallende Medium rund um den Funken anbracht werden kann, also flüssig oder quasi flüssig ist.

Schließlich seien noch die Impulsgrößen betrachtet. Beim Sprengstoff wurde der Impuls pro Flächeninhalt beobachtet zu:

$$I \approx 2,5 \cdot 10^3 [\text{g sec}^{-1} \text{ cal}^{-2/3}] \frac{E^{2/3}}{r}$$

Wenn man in der Druck-Kugelschale den Gesamtimpuls (Gesetz der Impulserhaltung) als konstant annehmen würde, müßte im Nenner r^2 stehen. Da das Gebiet der eigentlichen Druckwelle mit dem ihr folgenden Druckwellenschwanzgebiet energiemäßig vernachlässigbar, impulsmäßig jedoch nicht vernachlässigbar in Wechselwirkung steht, ergibt sich obige Gesetzmäßigkeit. Der Gesamtimpuls der Druckwellenkugelfläche wächst also proportional r an.

In 1 mm Entfernung errechnet sich für das Beispiel von 1 mg Sprengstoff ein Gesamtimpuls von

$$\frac{2,5 \cdot 10^2 \cdot 4 \cdot \pi}{0,1} \approx 300 \text{ cgs}^1.$$

Zusammenfassung

Die Erzeugung von Stoßschallwellen durch Flüssigkeitsfunken und kleine Sprengkörper wird besprochen. Die Ergebnisse von Messungen und Abschätzungen an beiden zeigen bemerkenswerte Übereinstimmungen. Gesetzmäßige Zusammenhänge werden angegeben.

Literatur: [1] WEIZEL, W.: Z. Physik 135, 639 (1953). — [2] FRÜNGEL, F.: Optik 3, 124 (1948).

Dr.-Ing. FRANK FRÜNGEL, Hamburg-Rissen, Wittenbergerweg 79. Dr. HANS KELLER, Kiel, Esmarchstr. 1.

¹ Siehe auch FRÜNGEL [2]: In dieser Arbeit wurde bei einem Stoßversuch mit einem 1 g Gewicht, welches auf einer 1 mm Alu-Membrane lag, die Unterseite in Wasser angefunkt (einseitige Verdämmung im Wasser war vorhanden — Richtwirkung). Dieses Gewicht flog 2 m hoch entsprechend einem Impuls von 600 cgs.

Zur statisch-graphischen Auswertung von Meßergebnissen.

Von WOLFGANG EHRENBURG

(Eingegangen am 21. November 1956)

Mit 9 Textabbildungen

Die Möglichkeiten des statistisch-graphischen Vorgehens werden meist gar nicht voll ausgenutzt. Ist noch die verbreitetste Form seiner Anwendung die Unterteilung des jeweiligen Zahlenmaterials in eine beschränkte Anzahl von Gruppen, deren Summenhäufigkeiten dann am jeweiligen Gruppenende, unter Weglassung der Randwerte, in das Wahrscheinlichkeitspapier eingetragen und durch eine Gerade mehr oder weniger approximiert werden. Der Schnittabstand dieser Geraden mit der 15,9%- bzw. 4,1%-Linie vom 50%-Wert ist dann die graphisch bestimmte mittlere Streuung s_g . Bei solchem Vorgehen erhält man natürlich ebensowenig Aufschluß wie nach der rechnerischen Methode über den wahren Streuverlauf. Um diesen kennenzulernen, läßt es sich nicht vermeiden, jedem der M voneinander verschiedenen Meßwerte x_m einen eigenen Meßpunkt zuzuordnen.

Hier treten nun gewisse Schwierigkeiten auf. Deniert man nämlich den Summenprozentsatz p an der Stelle x_m durch

$$p_m = n_m/N, \quad (3)$$

worin n_m die Anzahl aller ihrer Größe bzw. geordneten Meßwerte vom kleinsten aufwärts bis einschließlich der Wertgattung m bedeutet, so fällt im Wahrscheinlichkeitsmaßstab der oberste Wert ins Unendliche.

Beginnt man die Zählung oben, so verliert man stattdessen den untersten Wert, erhält also je nach Zählrichtung zwei verschiedene Summenhäufigkeitslinien (SHL), die um so mehr voneinander abweichen, je kleiner N ist. Außerdem sind für eine Extrapolation gerade die hier ausfallenden unteren und oberen Grenzwerte die wichtigsten.

Man hat nun versucht, durch verschiedene Umformungen der Summenprozentgleichung, diesem Übelstand abzuweichen. In deutschen Industriekreisen ist es vielfach üblich, im Nenner den Wert 1 hinzuzuzählen, also

$$p_m = n_m/(N + 1) \quad (3a)$$

zu setzen, während der Schweizer Elektrotechnische Verein mit

$$p_m = (n_m - 1/2)/N \quad (3b)$$

rechnet. Durch beide Varianten wird das Unendliche von p_m vermieden, doch stimmen ihre Randwerte nicht überein.

Die Anwendung von Formel (3) auf endliches N setzt voraus, daß die Wahrscheinlichkeit eines „Außenwertes“, d. h. eines Wertes kleiner oder größer als die gemessenen, Null sei [2]. Diese Annahme ist natürlich um so falscher, je kleiner die Zahl N ist. Berücksichtigt man diese zweifellos vorhandene Außenwertwahr-

scheinlichkeit N_0 , so geht Gleichung (3) in die Form über:

$$p_m = (n_m + N_0/2)/(N + N_0), \quad (4)$$

da N_0 sich zu gleichen Hälften auf den oberen und unteren Rand der Wertegruppe verteilen dürfte. Ferner ist zu beachten, daß der Gültigkeitsbereich einer Wertgattung x_m nicht auf diesen Punkt beschränkt ist, sondern sich nach beiden Seiten erstreckt bis zum Gültigkeitsbereich des Nachbarwertes, also etwa von $x_m - (x_m - x_{m-1})/2$ bis $x_m + (x_{m+1} - x_m)/2$. Die Summenhäufigkeit p_m gilt aber, zum Unterschied von der partiellen Häufigkeit $(dp/dx)_m$, nicht für die Stelle x_m , sondern für die obere Grenze des m -Bereiches, so daß also $p_m = p'_m$ nicht bei x_m , sondern bei

$$x'_m = x_m + (x_{m+1} - x_m)/2 \quad (5)$$

einzutragen ist. Der oberste Wert $p_M = p'_M$ entspricht dann etwa der Stelle

$$x'_M = x_M + (x_M - x_{M-1})/2. \quad (5a)$$

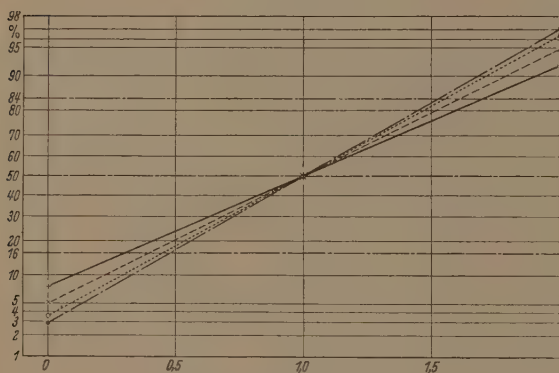


Abb. 1. Vergleich zwischen rechnerisch (s_r) und geometrisch (s_g) bestimmter mittlerer Streuung im Grenzfall $N = 2$.

$$\begin{aligned} x_1 = 0,5 \quad x_2 = 1,5 \quad x_g = \bar{x}_r = 1,0; \quad M = 2 \\ \bar{x}_r = \frac{\sum_{n=1}^N x_n}{N}; \quad s_r = \sqrt{\frac{\sum_{n=1}^N (x_n - \bar{x}_r)^2}{N-1}} \end{aligned}$$

N	2	4	8	10
N_0	0,366	0,458	0,64	1,01
s_g	7,7	5,1	3,7	2,95
s_r	0,70	0,61	0,56	0,53
s'_r	0,71	0,58	0,54	0,52
	+	×	○	●

Dabei gewinnt man einen neuen Kurvenpunkt (x'_0, p'_0), der durch den dem 1. Wert x_1 vorangehenden Anteil $N_0/2$ der Außenwertwahrscheinlichkeit gekennzeichnet ist und dem in Analogie zu den Gleichungen (5) und (5a) die Stelle

$$x'_0 = x_1 - (x_2 - x_1)/2 \quad (5b)$$

zugeordnet werden kann.

Eine halbempirische Abschätzung der Außenwertwahrscheinlichkeit N_0 ist möglich, wenn man sie sich zusammengesetzt denkt aus einem von den beiden Randwerten und einen von der Gesamtgruppe stammenden Anteil:

$$N_0 = N'_0 + N''_0. \quad (6)$$

Ersteren erhält man, wenn man jede einzelne Wertgattung als eine eigene glockenförmige Wahr-

scheinlichkeitsverteilung auffaßt, wobei benachbarte Glockenkurven an ihren Wendepunkten verkettet sind. Der von den beiden endständigen Wertgattungen stammende Anteil der Außenwertwahrscheinlichkeit entspricht dann dem doppelten p -Betrag im Abstand vom Mittelwert, also

$$N'_0 = 2 p_s = 0,32. \quad (6a)$$

Zur Abschätzung des, einem Herausfallen aus der Gesamtgruppe entsprechenden Anteils der Außenwertwahrscheinlichkeit kann man sich die Beobachtung zunutze machen, daß erfahrungsgemäß bei nicht allzugroßem N ein Außenwert in einen Mittelwertabstand von etwa 2 s zu liegen käme, daß also die Streuweite $(x_M - x_1)$ meist etwas kleiner als 2 s bleibt. So ergaben 27 verschiedene teils physikalische, teils chemische Analysenmethoden mit je 4 bis 40 Einzelbestimmungen [3] eine durchschnittliche Streuweite vom $(1,7 \pm 0,2)$ -fachen der doppelten mittleren Streuung 2 s .

Auch bei $N = M = 2$, wo x_1 und x_2 sich um 1 Einheit in der letzten Stelle unterscheiden, hat ein eventueller Außenwert vom Mittelwert $\bar{x}_r = (x_1 + x_2)/2$ etwa den doppelten Abstand des mittleren Fehlers $s_r = \sqrt{(x_1 - \bar{x}_r)^2 + (x_2 - \bar{x}_r)^2} = 0,71 (x_2 - x_1)$, nämlich $x_3 - \bar{x}_r = \frac{3}{2} (x_2 - x_1)$, wobei $(x_3 - \bar{x}_r)/s_r = 2,12$ ist.

Somit ist man berechtigt, jedem der zu einer Bezugswert hinzukommenden $(N-1)$ Einzelwerte einer statistischen Zahlengruppe ein Außenwertwahrscheinlichkeit nach jeder Seite von $p_{2s} = 0,023$, im Ganzen also von $2 p_{2s} = 0,046$ zuzuordnen. Daraus ergibt sich

$$N''_0 = (N-1) \cdot 0,046 \quad (6b)$$

und

$$N_0 = 0,32 + 0,046 (N-1). \quad (6c)$$

Hier ist jedoch zu beachten, daß die Wahrscheinlichkeitsdichte N_0 den Betrag 1 nicht übersteigen darf; andernfalls würde die Außenwertwahrscheinlichkeit an einer Seite über 50% betragen und dann wäre es kein Außenwert mehr sondern ein beobachtbarer Wert. Gleichung (6c) gilt also nur für $N \leq 1$, also nur für $N < 16$. Von $N \geq 16$ ab ist und bleibt

$$N_0 = 1. \quad (6d)$$

Ein Kriterium für die Brauchbarkeit der Näherungsgleichungen (6c) und (6d) ist weniger bei sehr großem N als vielmehr bei mittlerem und kleinem N zu suchen, da ja für $N \rightarrow \infty$ alle genannten Formeln ineinander übergehen. Im Grenzfall $N = M = 2$ liefert Formel (6c) $s_g = 0,70 (x_2 - x_1)$, was mit dem rechnerischen Wert von $s_r = 0,71 (x_2 - x_1)$ recht gut übereinstimmt. Auch für $N = 2, M = 4$, $N = 4, M = 8$ und $N = 8, M = 16$ ist, wie Abb. 1 zeigt, die Übereinstimmung befriedigend, ja sogar für $N = \infty$ bei $M = 2$ sofern man Formel (6c) beibehält. Da eine Verteilung mit $N > 16$ bei $M = 2$ unstatistisch ist, entfällt hier der Übergang zu Gleichung (6d). Nach Formel (3b) ist, für $N = M = 2$, $s_g = 0,74 (x_2 - x_1)$, nach Formel (3a) $s_g = 1,15 (x_2 - x_1)$, weicht also von s_r beträchtlich ab. (Siehe Abb. 1 nebst Tabelle).

Daß auch in der Praxis, bei mittlerem $N (= 24)$ der auf der Außenwert-Konzeption beruhende Ansatz

des Herausfallen der Endpunkte aus der SHL bei annähernder Normalverteilung beseitigt, veranschaulicht Abb. 2, das die Streuung einer WOLFRAM-Analyse darstellt. Die mittlere Abweichung von der eingezeichneten SHL beträgt hier 1,5 und die mittlere Abweichung der Endpunkte von ihr 1,0 Einheiten in der letzten Stelle.

Der Streuverlauf läßt sich hier in guter Näherung auf einem Endpunkt bis zum andern durch eine Gerade approximieren. Trägt man nun die Abweichungen der Meßpunkte von dieser Mittelgeraden ebenfalls in ein Wahrscheinlichkeitsnetz ein, wie dies in Abb. 3 geschehen ist, so ergibt sich wiederum eine durch eine Gerade approximierbare Normalverteilung. Diese Feststellung ist wichtig für die Beurteilung der Zufälligkeit oder Bedeutsamkeit einer Meßpunktabweichung von der Mittelgeraden. Denn nun ist es möglich, aus dem Abstand \dot{D} eines Meßpunkts von der Geraden relativ zu ihrer mittleren Streuung \dot{s} direkt die

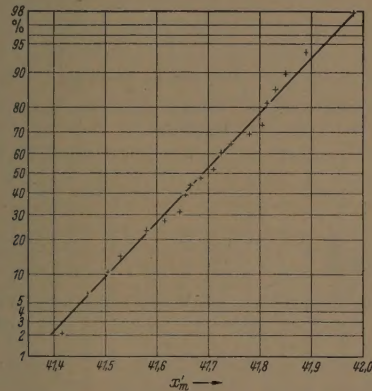


Abb. 2. Summenhäufigkeitsgerade von 24 Einzelwerten x_m einer Wolfram Bestimmung in Wolfram-Erz.

Wahrscheinlichkeit für die Zufälligkeit dieser Abweichung abzulesen. Die mittlere Streubreite $2\dot{s}$ der Wahrscheinlichkeitsgeraden ist (wegen $2p_2 = 32\%$) durch den gegenseitigen Abstand eines Parallelenpaares gegeben, das $\frac{2}{3}$ aller $(M-2)$ unabhängigen Meßpunkte in sich schließt. 3 der zum Legen der Geraden benützten $(M+1)$ -Punkte werden also nicht mitgezählt, wohl aber die auf ihr Herausfallen zu prüfenden Punkte. Diese mittlere Abweichung \dot{s} der Endpunkte von der SHL ist bei Abwesenheit von Einflüssen, welche die Normalverteilung stören, erfahrungsgemäß nicht größer als 1 Einheit in der letzten Stelle ($\dot{s} = 1,5$ Unterscheidungsschwellen in vorliegendem nicht ganz störungsfreien Beispiel). Alles was darüber hinausgeht, spricht für einen außerstatistischen Einfluß.

Weicht nun ein Einzelwert von der Verbindungsgeraden der Übrigen merklich ab, so wird die Wahrscheinlichkeit w , daß dies nur Zufall ist, mit wachsendem Abstand D sehr rasch außerordentlich klein, wie (für den Fall, daß keine Vorzugsrichtung existiert) die nachfolgende Zusammenstellung zeigt:

\dot{D}/\dot{s}	1	2	3	4	5
$2p$	$1/3,1$	$1/22$	$1/370$	$1/16000$	$1/700000$

Dieser Ausdruck $2p$ ist natürlich noch mit der Anzahl n der betrachteten Punkte zu multiplizieren.

Wenn 2 Punkte in der gleichen Richtung von der Mittelgeraden merklich abweichen, ist die Wahrscheinlichkeit $w_{1,2}$, daß beides Zufall ist, durch das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten gegeben: $w_{1,2} = w_1 \cdot w_2$. Nun aber darf nur noch eine der beiden Einzelwahrscheinlichkeiten $w_1 = 2p_1$ gesetzt werden, da ja für die 2. Abweichung damit bereits eine Vorzugsrichtung

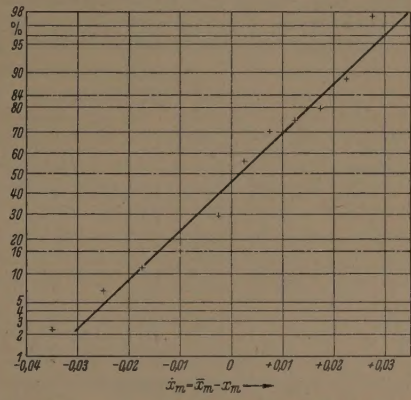


Abb. 3. Abweichungen x_m der Einzelwerte x_m von der in Abb. 2 gezeichneten Summenhäufigkeitsgeraden.

festgelegt ist, so daß $w_2 = p_2$ wird. So ist es verhältnismäßig leicht festzustellen, ob ein Knick der SHL reell ist oder nicht, indem man die Wahrscheinlichkeiten der im Krümmungssinne liegenden Einzelabweichungen vom längeren der beiden geradlinig extrapolierten Linienstücke multipliziert. Die Wahrscheinlichkeit w , daß es sich dabei um Zufall handelt, beträgt dann:

$$w = n \cdot 2p_1 \cdot p_2 \cdot p_3 \dots \quad (7)$$

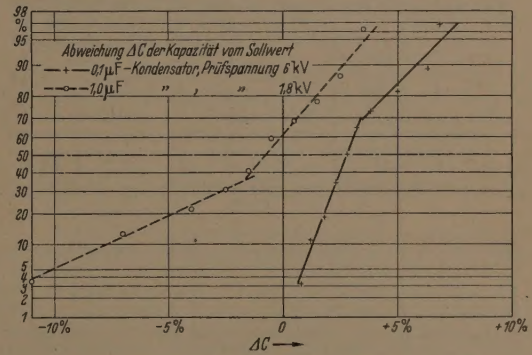


Abb. 4. Streuungen der Kapazität um ihren Sollwert bei verschiedenen Chargen von Wickelkondensatoren.

Einen solchermaßen als eindeutig nachweisbaren Knick, mal nach der einen, mal nach der andern Richtung, zeigte z. B. die SHL der Kapazität einiger Chargen von Wickelkondensatoren (s. Abb. 4) der ehem. Kondensatorenfabrik E. Grunow. Wo dieses Phänomen auftritt, bedeutet es, daß oberhalb bzw. unterhalb eines gewissen Wertes zu der normalen Streuung eine zusätzliche Streuersache hinzukommt.

Besteht eine Charge aus 2 verschiedenen Gruppen, die sich entweder im Mittelwert oder in der Streubreite merklich unterscheiden, so tritt nicht ein Knick, sondern ein aus 2 Knicken bestehender Sprung in der SHL auf: Diese besteht dann aus 2 gegeneinander ver-

setzen, annähernd parallelen geraden Stücken mit einem Mittelstück anderer Neigung. Dieses ist steiler als die Enden, wenn die beiden Gruppen nur verschie-

torien oder mit 2 verschiedenen Methoden untersucht wird oder wenn die Meßwerte zweier ähnlicher, aber nicht gleicher Typen gemischt sind.

Gehen die beiden Typen im Sinne eines zusätzlichen Parameters fließend ineinander über, so entstehen S-Kurven bzw. deren Spiegelbilder. Ein Bei-

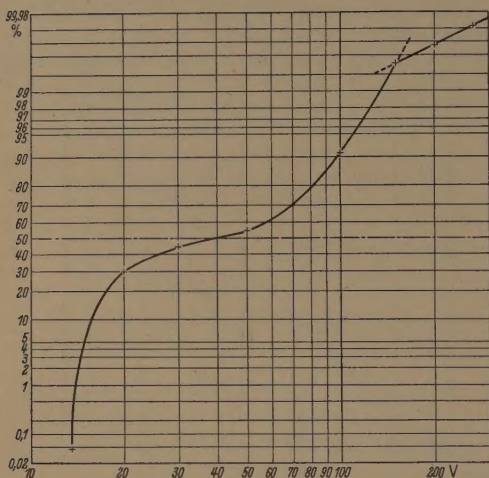


Abb. 5. Sperrspannungen der Segmente eines gezüchteten Germanium-Einkristalls.

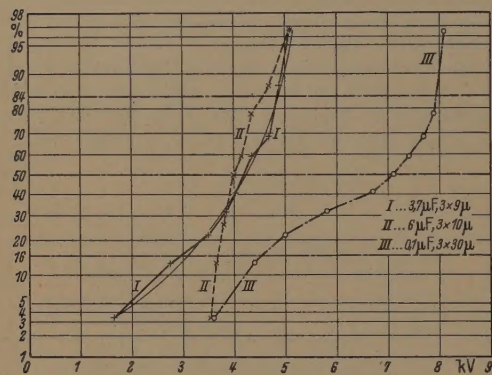


Abb. 6. Durchschlagfestigkeiten von Wickelkondensatoren verschiedener Typen.

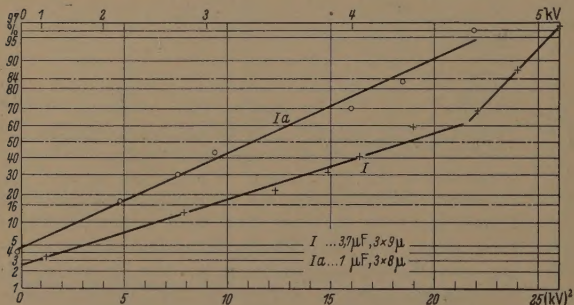


Abb. 7. Linearisierbarkeit von Typ I in Abb. 6 durch Wahl von U_d^2 als Abszisse.

dene Streuung, aber annähernd denselben Mittelwert haben. Überwiegt jedoch die Verschiedenheit des Mittelwerts, so entsteht ein flacheres Zwischenstück. Beide Fälle kommen vor allem dann vor, wenn ein und derselbe Gegenstand von 2 verschiedenen Labora-

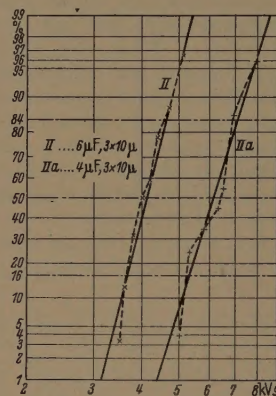


Abb. 8. Linearisierbarkeit von Typ II in Abb. 6 durch Wahl von $\log U_d$ als Abszisse.

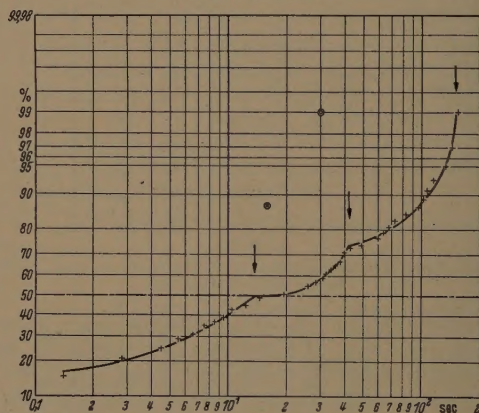


Abb. 9. Zerfall der Summenhäufigkeitslinie in Kreissegmente bei den Impulsabständen eines Zählrohrs.

spiel hierfür enthält die nach Werten von O. RÖSNER (Goslar) gezeichnete Abb. 5. Hier handelt es sich um die Sperrspannung von Segmenten eines aus der erstarrten Schmelze langsam herausgezogenen Germanium-Einkristalls, welcher, infolge dieses Züchtverfahrens, von oben nach unten ein starkes Reinheitsgefälle besaß. Der obere Knick deutet auf die Existenz einer in die Reihe der Übrigen nicht einordenbaren Minderheit von Kristallsegmenten höherer Sperrspannung.

Manchmal gelingt es, durch Wahl eines anderen Maßstabs eine gekrümmte SHL zu strecken, wofür die Durchschlagspannung U_d von Wickelkondensatoren als Beispiel dienen möge [4]. Bei der S-förmigen Kurve III in

Abb. 6 ist dies nicht möglich, wohl aber bis zu einem gewissen Grade bei Kurven vom Typ I durch Wahl von U_d^2 als Abszisse (s. Abb. 7) sowie bei Typ II in logarithmischen Maßstab (s. Abb. 8). Die Bedeutung einer solchen Umformung liegt einerseits in der

essen Extrapolierbarkeit einer Geraden gegenüber einer beliebigen Kurve, andererseits in einem Hinweis auf die besondere Natur des Vorgangs, der in der betreffenden Statistik seinen Ausdruck findet. So weist Typ I darauf hin, daß hier Fehlstellen in der Probstruktur festigkeitsbegrenzend wirken, während bei Typ II nur noch die feinstrukturellen Störstellen brig sind.

Bisweilen findet sich ein Zerfall der SHL in eine Reihe aneinandergesetzter Kreisbögen. Ein Beispiel hierfür ist der Registrierstreifen eines (anscheinend nicht einwandfreien) Zählrohrs für kosmische Strahlung. Abb. 9 zeigt die zugehörige SHL mit dem Logarithmus des Impulsabstands als Abszisse. Die zu den eingezeichneten Kreisbögen gehörigen Mittelwerte sind darin als Doppelkreise gekennzeichnet. Wie man sieht, ist die mittlere Abweichung von der Kreisform kleiner als 1 Meßwertabstand, was überzüglich ist, auch wenn man berücksichtigt, daß zur Charakterisierung eines Kreisbogens noch ein Punkt mehr gehört als zur Charakterisierung einer Geraden. Hier sind offensichtlich bestimmte (durch Pfeile gekennzeichnete) Werte bevorzugt nach Art der Resonanzstellen in einem Spektrum. Während diese hier als obere Kanten auftreten, sind auch Fälle bekannt, wo die, eine SHL bildenden Kreisbögen nach unten geöffnet sind [4].

Somit wirkt das graphisch-statistische Auswertungsverfahren in seiner neuen Form wie ein Vergrößerungsglas, welches es erlaubt, einer beliebigen Gruppe von Meßwerten wesentlich mehr Informationen zu entnehmen, als mit anderen Mitteln möglich ist.

Zusammenfassung

An Hand verschiedener Anwendungsbeispiele wird ein verbessertes Verfahren zur graphisch-statistischen Auswertung von Meßergebnissen beschrieben, das auf der Berücksichtigung und halbempirischen Abschätzung der Außenwert-Wahrscheinlichkeit einer Meßwert-Gruppe beruht. Hierbei erweist sich die relative Abweichung eines Einzelwertes von der Summenhäufigkeitslinie als sehr empfindliches Kriterium zur Erkennung außerstatistischer Einflüsse.

Herrn MAX OSTENRIEDER (Süddeutscher Kondensatorenbau, Herrsching) sei an dieser Stelle für die Ermöglichung der vorliegenden Arbeit gedankt.

Literatur: [1] DAEVES, K. u. A. BECKEL: Großzahlforschung und Häufigkeitsanalyse, Verlag Chemie, Weinheim, 1948. — [2] EHRENBURG, W.: Physikalische Verhandl. 7, 105 (1956). — [3] EHRENBURG, W.: Erzmetall 9, 532 (1956). — [4] EHRENBURG, W.: Physikalische Verhandl. 7, 171 (1956).

Dr. WOLFGANG EHRENBURG,
München 25, Wolfratshausenstr. 26.

Buchbesprechungen

Cours de Physique Générale par G. Bruhat: Mécanique par A. Foch. Paris: Masson & Cie. 1955. 724 S. mit 607 Abb. 3000 Fr.

In diesem mehrbändigen Lehrbuch der Physik ist der elementaren Mechanik ein sehr breiter Raum gewidmet. Zusammen mit einer großen Fülle des Stoffes bringt Verf. — vor allem in den Abschnitten über die Messung von Raum, Zeit und Masse — eine Reihe von Hinweisen für die Praxis des Experimentators; außerdem befaßt er sich an vielen Stellen auch eingehender mit den theoretischen Ableitungen der verschiedenen Beziehungen. Da weiterhin die Erläuterungen sehr ausführlich gehalten sind, steht mit diesem bequem zu lesenden Buch dem Studierenden der ersten Semester eine sehr schöne, empfehlenswerte Einführung in den gesamten Bereich der Mechanik zur Verfügung.

Inhaltsübersicht: 1. *Statik* (110 S.) (Vektorrechnung, Bewegungslehre, Kraft und Gleichgewicht, Reibung, Arbeit und Energie, Prinzip der virtuellen Arbeiten, Stabilität). 2. *Dynamik* (137 S.) (Masse, Grundgesetze, Anwendungen auf Massenpunkt, Punktsysteme und feste Körper, Stoß und Impuls). 3. *Meßtechnik* (62 S.) (Maße und Einheiten, Längenmessung, Wägung). 4. *Pendel und Schwingungen* (125 S.) (Uhren, Zeitmessung, Gravitation, gedämpfte Schwingungen, erzwungene und Koppelschwingungen). 5. *Mechanik der Flüssigkeiten und Gase* (79 S.) (Hydro- und Aerostatik, Kapillarität, Strömungsmechanik idealer und wirklicher Flüssigkeiten, Widerstand). 6. *Wellenbewegung* (108 S.) (Ebene und sphärische Wellenausbreitung, Schall, Wasserwellen, stehende Wellen und Interferenz, Pfeifen und Resonatoren). 7. *Elastische Deformationen fester Körper* (83 S.) (Zug, Druck, Biegung, Torsion, longitudinale und transversale Wellen in Stäben und Seilen, allgemeine Elastizitätstheorie, relativistische Mechanik).

H. STEFANIAK.

50 Jahre Grenzschnitttheorie. Eine Festschrift in Originalbeiträgen. Herausgegeben von H. GÖRTLER und W. TOLLMIEN. 499 S. 236 Abbildungen. Braunschweig: Friedrich Vieweg & Sohn, 1955. Geb. DM 66,—.

Die „Eulersche Flüssigkeit“, wie man die reibungsfreie (= ideale) Flüssigkeit nach der Differentialgleichung, durch die ihr Verhalten definiert ist, auch nennen könnte, stellt eine

Fiktion dar, mit deren Hilfe man in vielen Fällen die Bewegungen der „wirklichen Flüssigkeit“ sehr gut und mit mathematisch relativ einfachen Mitteln beschreiben kann. Jedoch versagt sie, wenn man den Mechanismus beim Zustandekommen eines Widerstandes bei der Strömung längs fester Berandungen, beispielsweise um eine Kugel oder im Innern eines Rohres erklären will, indem sich hier — im eklatanten Widerspruch zu jeder Erfahrung — dafür der Wert Null ergibt. Andererseits ist die vollständige, rein theoretische und alle Bereiche von REYNOLDSZahlen umfassende Behandlung dieses Problems eine bis heute noch ungelöste Aufgabe, was seinen Grund vermutlich nicht allein in den unangenehmen Eigenschaften der ungekürzten Differentialgleichung der „NAVIER-STOKESschen Flüssigkeit“ hat, die einem für die wirkliche Flüssigkeit als denkbare Modell eines Kontinuums zur Verfügung steht.

Ein praktisch außerordentlich fruchtbarer Ausweg aus diesem Dilemma gelang L. PRANDTL, indem er bei der theoretischen Behandlung des Strömungsproblems mit seiner *Grenzschnitttheorie* einen methodisch neuen Weg einschlug, der — erst durch kritische Beobachtung der Phänomene nahegelegt — auf einen Kompromiß zwischen den beiden eben erwähnten Kontinuumshypothesen hinauslief. Über diese neue Konzeption berichtete er erstmals vor dem III. Internationalen Mathematiker-Kongreß in Heidelberg 1904. Aus Anlaß der 50. Wiederkehr dieses für die weitere Entwicklung der Strömungsmechanik entscheidenden Ereignisses wurde die vorliegende Festschrift herausgegeben, zu der namhafte in- und ausländische Fachleute insgesamt 44 Originalbeiträge — mit Themen vornehmlich theoretischer Natur — lieferten. Die Themenstellung umfaßt alle akuten Fragen, angefangen von den zweidimensionalen stationären Grenzschnitten inkompressibler Flüssigkeiten bis zu den laminaren und turbulenten Grenzschnitten im Überschallgebiet, mit und ohne Wärmeübergang. Es wird jeder, der sich mit irgend einer dieser Fragen tiefergehend zu befassen hat, wertvolle Belehrung aus dieser Festschrift entnehmen. STEFANIAK.

Albert Einstein als Philosoph und Naturforscher. Philosophen des 20. Jahrhunderts. Herausgegeben von Paul A. Schilpp. Autorisierte Übertragung des 1949 im Verlag „The Library of Living Philosophers, Inc., Evanston III, U.S.A.“

erschienenen Bandes „Albert Einstein — Philosoph — Scientist“. Stuttgart, W. Kohlhammer, 1955, XV und 539 Seiten mit 2 Abbildungen und 3 Figuren. Geb. DM 24.—.

Das Buch, dessen deutsche Ausgabe erst nach EINSTEINS Tode erschien, enthält folgende Beiträge:

I. EINSTEINS Autobiographie.

II. Arbeiten über das Werk ALBERT EINSTEINS:

1. ARNOLD SOMMERFELD: Albert Einstein. — 2. LOUIS DE BROGLIE: Das wissenschaftliche Werk ALBERT EINSTEINS. — 3. ILSE ROSENTHAL-SCHNEIDER: Voraussetzungen und Erwartungen in EINSTEINS Physik. — 4. WOLFGANG PAULI: EINSTEINS Beitrag zur Quantentheorie. — 5. MAX BORN: EINSTEINS statistische Theorien. — 6. WALTER HEITLER: Die Abkehr von der klassischen Denkweise in der modernen Physik. — 7. NIELS BOHR: Diskussion mit EINSTEIN über erkenntnistheoretische Probleme in der Atomphysik. — 8. HENRY MARGENAU: EINSTEINS Auffassung von der Wirklichkeit. — 9. PHILIPP FRANK: EINSTEIN, MACH und der logische Positivismus. — 10. HANS REICHENBACH: Die philosophische Bedeutung der Relativitätstheorie. — 11. H. P. ROBERTSON: Geometrie als Zweig der Physik. — 12. P. W. BRIDGMAN: EINSTEINS Theorien vom methodologischen Gesichtspunkt. — 13. VICTOR F. LENZEN: EINSTEINS Erkenntnistheorie. — 14. F. S. C. NORTHROP: EINSTEINS Begriff der Wissenschaft. — 15. E. A. MILNE: Gravitation ohne allgemeine Gravitationstheorie. — 16. GEORGES EDWARD LEMAITRE: Die kosmologische Konstante. — 17. KARL MENDER: Die Relativitätstheorie und die Geometrie. — 18. LEOPOLD INFELD: Über die Struktur des Weltalls. — 19. MAX VON LAUE: Trägheit und Energie. — 20. HERBERT DINGLE: Wissenschaftliche und philosophische Folgerungen aus der speziellen Relativitätstheorie. — 21. KURT GÖDEL: Eine Bemerkung über die Beziehungen zwischen der Relativitätstheorie und der idealistischen Philosophie. — 22. GASTON BACHELARD: Die philosophische Dialektik in der Begriffswelt der Relativität. — 23. ALOYS WENZL: Die EINSTEINSche Relativitätstheorie vom Standpunkt des kritischen Realismus und ihre weltanschauliche Bedeutung. — 24. ANDREW PAUL USHENKO: EINSTEINS Einfluß, auf die heutige Philosophie. — 25. VIRGIL HINSHAW jr.: EINSTEINS Sozialphilosophie.

III. EINSTEINS Antwort: Bemerkungen zu den in diesem Bande vereinigten Arbeiten.

IV. MARGARET C. SCHIELDS: Bibliographie der Schriften EINSTEINS (Wissenschaftliche und nichtwissenschaftliche Schriften).

Für die Beiträge 1, 13, 19, 23 wurden die deutschen Originalmanuskripte verwendet. Die Beiträge 2, 5, 8—12, 14—18, 20—22, 24, 25 wurden durch Dr. HANS HARTMANN, Berlin, die Beiträge 4, 6 durch R. GUGGENHEIMER, Zürich, Beitrag 7 durch S. HELLMANN, Kopenhagen, übersetzt.

Den meisten Physikern wird es wohl wie dem Referenten fast unmöglich sein, alles, was in den Beiträgen steht, zu verstehen und in sich aufzunehmen. Dies zu sagen, wagt der Referent, da Einstein selbst in seinen Bemerkungen zu den Beiträgen erklärt: „Außerdem habe ich nach einigen vergeblichen Bemühungen gemerkt, daß die einigen von den Arbeiten zugrunde liegende Mentalität von der meinen so sehr verschieden ist, daß ich nicht fähig bin, darüber etwas Ersprächliches zu sagen. Dies soll nicht dahin ausgelegt werden, daß ich jene Arbeiten — soweit ihr Inhalt mir überhaupt verständlich ist — weniger hochschätze als die meinen Denkgewohnheiten näherliegenden, denen die folgenden Bemerkungen gewidmet sind...“

Trotzdem, ja vielleicht gerade deswegen, enthalten die Beiträge vieles, was einem nicht los läßt, was einem immer wieder veranlaßt, das Buch in die Hand zu nehmen und über die tiefgehendsten Probleme der Physik und der Lebensrätsel zu grübeln.

Aber das Interessanteste in dem Buch ist zweifellos Einsteins Selbstbiographie, die er seinen Nekrolog nennt, und seine Bemerkungen zu den anderen Beiträgen. Über die äußere Gestaltung seines Lebens erzählt EINSTEIN fast nichts, über den Einfluß seiner Umwelt auch nur einiges, das sein

Verhältnis zur Mathematik und zur Physik anfänglich bestimmt hat. Um so mehr aber erfahren wir über EINSTEINS Beurteilung der physikalischen Forschung. Daß dies sein Nekrolog sei, begründet er damit, daß das Wesentliche im Dasein eines Menschen seiner Art in dem liegt, was er denkt und wie er denkt, nicht in dem, was er tut oder was er erleidet. Das Wichtigste, was man dabei erfährt und was dann in den Bemerkungen zu den anderen Aufsätzen noch vertieft wird, ist EINSTEINS Stellung zur heutigen Quantentheorie. Er kommt zu dem Ergebnis, daß man eine der beiden folgenden Aussagen aufgeben muß:

1. Die Beschreibung der ψ -Funktion (N. B. der Wellenmechanik) ist vollständig („orthodoxe Quantentheorie“).

2. Die Realzustände von räumlichen Dingen sind von einander unabhängig.

Man kann aber an 2 (was EINSTEIN nötig erscheint) festhalten, wenn man („nicht orthodoxe Quantentheorie“) die ψ -Funktion als Umschreibung einer (statistischen) Systemgemeinschaft auffaßt (also 1 aufgibt). EINSTEIN glaubte daher, daß die jetzige „orthodoxe“ Quantentheorie (obwohl sie eine treffliche Formulierung der Zusammenhänge darstellt) keinen Ausgangspunkt für die künftige Entwicklung bietet. Es bestehe kein Grund mehr zu der Annahme, daß eine zukünftige Basis der Physik auf Statistik gegründet sein muß. Auch die HEISENBERGsche Unbestimmtheitsrelation (die im Rahmen der orthodoxen Quantentheorie endgültig bewiesen ist), braucht dann im Prinzip nicht den Charakter aller denkbaren vernünftigen physikalischen Theorien zu präjudizieren. — Betreffs der allgemeinen Relativitätstheorie, insbesondere der Gravitationstheorie gibt EINSTEIN zu, daß er starr an dem Programm „Kontinuierliche Funktionen im Vierdimensionalen als Grundbegriffe der Theorie“ festgehalten habe, obwohl eine derartige Gravitationstheorie nur eine Feldtheorie, aber keine Theorie der felderzeugenden Massen ist. Aber auch hier sieht EINSTEIN die Sachlage nur als provisorisch an. Es erscheine einstweilen nicht möglich, ohne das allgemeine Relativitätsprinzip die erforderlichen nichtlinearen Gleichungen aufzusuchen: „Den Zweifel, ob wir überhaupt am Kontinuum festhalten müssen, in allen Ehren — aber wo zeigt sich ein anderer gangbarer Weg?“ — Von NEWTON und MAXWELL zu PLANCK und EINSTEIN und der heutigen Quantenphysik: Welch ein ungeheurer Wandel! Wann aber wird die Zeit kommen, in der Einsteins Ideen von neuen Grundlagen der Physik faßbare Gestalt annehmen? W. MEISSNER.

Jenaer Jahrbuch 1955. Jena: Gustav Fischer 1955. VI u. 268 S. mit zahlreichen Abbildungen. Geb. Bd. 1 u. 2 je DM 14,—

Das wieder in 2 Teilen erschienene Jenaer Jahrbuch enthält 3 für die Geschichte der Optik wertvolle historische Aufsätze: Ein Nachruf auf LÖWE, ein Arbeit über ABBES Verdienste um das Doppelfernrohr mit Umkehrprismen und einen Bericht über die Entwicklung der Mikro-Optik von ABBES Tod bis heute. Die übrigen Arbeiten geben wieder einen Überblick über das weitgespannte Interessengebiet des Werks, dem die Verfasser angehören. Wohl die interessanteste Veröffentlichung ist das nun offenbar technisch durchgearbeitete Ultraschallsichtgerät, bei dem die Ultraschallbild als Relief einer Wasseroberfläche entstehen, die im Schlierenverfahren photographiert wird. Sehr beachtlich ist ein 5stufiges elektrostatisches Elektronenmikroskop, bei dem der Vergrößerungswechsel dadurch erfolgt, daß die Spannung an die verschiedenen Linsen gelegt wird. Eine Einrichtung zur quantitativen Photometrie von Papierelektrophoresestreifen, und eine Arbeit über charakteristische Mikrokristalle von Niederschlägen als Hilfsmittel der chemischen Analyse werden den Chemiker besonders ansprechen. Der Übergang von der subjektiven Benützung des PULFRICH-Photometers zur lichtelektrischen, der durch ein im einzelnen beschriebenes Zusatzgerät bewerkstelligt wird, entspricht dem Zug der Zeit ebenso wie die Einführung der lichtelektrischen Photometer in die Astronomie, deren Leistungsgrenze erörtert wird. Einige mathematisch-technische Aufsätze runden das Bild dieser wissenschaftlich hochstehenden Jahresberichts ab.

G. JOOS.